

SÉRIE A, N° 2386

N° D'ORDRE :

3258

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

RENÉ COHEN

1^{re} THÈSE. — MESURE ABSOLUE D'ACTIVITÉS BÊTA ET APPLICATION
A LA DÉTERMINATION DES DENSITÉS NEUTRONIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 29 Janvier 1951 devant la Commission d'examen.

M^{me} JOLIOT-CURIE..... *Présidente.*

MM. BAUER.....

F. PERRIN.....

A. BERTHÉLOT.....

} *Examineurs*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT GERMAIN

1952

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : **COHEN.**

Prénom : **René.**

Date de la soutenance : 29 janvier 1951.

Numéro d'ordre : 3258. *Série A, n° 2386.*

COHEN (René). — Mesure absolue d'activités bêta et application à la détermination des densités neutroniques. *Paris, Masson, 1952. In-8°, 56 p., 30 fig.*

Th. Sc. Phys., Paris, 1951. Série A, 2386, N° 3258.

COHEN (René). — Mesure absolue d'activités bêta et application à la détermination des densités neutroniques. *Paris, Masson, 1952. In-8°, 56 p., 30 fig.*

Th. Sc. Phys., Paris, 1951. Série A, 2386, N° 3258.

COHEN (René). — Mesure absolue d'activités bêta et application à la détermination des densités neutroniques. *Paris, Masson, 1952. In-8°, 56 p., 30 fig.*

Th. Sc. Phys., Paris, 1951. Série A, 2386, N° 3258.

COHEN (René). — Mesure absolue d'activités bêta et application à la détermination des densités neutroniques. *Paris, Masson, 1952. In-8°, 56 p., 30 fig.*

Th. Sc. Phys., Paris, 1951. Série A, 2386, N° 3258.

SÉRIE A, n° 2386

N° D'ORDRE :

3258

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

RENÉ COHEN

- 1^{re} THÈSE.** — MESURE ABSOLUE D'ACTIVITÉS BÊTA ET APPLICATION
A LA DÉTERMINATION DES DENSITÉS NEUTRONIQUES.
- 2^e THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 29 Janvier 1951 devant la Commission d'examen.

M ^{me} JOLIO-CURIE.....	<i>Présidente.</i>
MM. BAUER.....	} <i>Examineurs.</i>
F. PERRIN.....	
A. BERTHELOT.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1952

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. A. CHATELET.

PROFESSEURS

G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	ROCARD.....	T Physique.
A DENJOY.....	T Théorie des fonctions.	H. CARTAN.....	T Mathématiques générales.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et Géologie dynamique.	SCHAEFFER.....	T Physiologie des fonctions.
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	LAFFITTE.....	T Chimie (P. C. B.).
Robert LÉVY.....	T Physiologie comparée.	FAYARD.....	Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.	COULOMB.....	T Physique du Globe.
M ^{me} RAMART-LUCAS.	T Chimie organique.	M ^{me} COUSIN.....	T Biologie animale (P.C.B.).
FOCH.....	T Mécanique physique et expérimentale.	CHRÉTIEN.....	Chimie (P. C. B.).
PAUTHENIER.....	T Electrotechnique générale.	P. DRACH.....	Zoologie.
DE BROGLIE.....	T Théories physiques.	KASTLER.....	Physique.
JOB.....	T Chimie générale.	CHATELET.....	T Arithmétique et théorie des nombres.
PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.	EPHROSSI.....	T Génétique.
COMBES.....	T Physiologie végétale.	WURMSER.....	T Biologie physico-chimique.
GARNIER.....	T Géométrie supérieure.	BAUER.....	T Chimie-Physique.
PÈRÈS.....	T Mécanique rationnelle.	RIVIÈRE.....	Géologie (P.C.B.).
HACKSPILL.....	T Chimie minérale.	GAUTHIERET.....	Biologie végétale (P.C.B.).
LAUGIER.....	T Physiologie générale.	LUCAS.....	Physique.
TOUSSAINT.....	T Technique aéronautique.	A. THOMAS.....	Evolution des êtres organisés.
M. CURIE.....	T Physique (P. C. B.).	ARNULF.....	Optique appliquée.
G. RIBAUD.....	T Hautes températures.	MAX MORAND.....	Physique.
CHAZY.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	SOLEILLET.....	Physique.
CROZE.....	T Physique théorique et Physique céleste.	FORTIER.....	T Mécanique expérimentale des fluides.
DUPONT.....	T Théories chimiques.	DANJON.....	T Astronomie.
VALIRON.....	T Calcul différentiel et calcul intégral.	FROMAGEOT.....	T Chimie biologique.
BARRABÉ.....	T Géologie structurale et Géologie appliquée.	LAPORTE.....	T Physique générale et Radioactivité.
VAVON.....	T Analyse et mesures chimiques.	JANET.....	Mathématiques générales.
G. DARMOIS.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PETIT.....	T Biologie maritime.
Jacques BOURCART.	T Géographie physique et Géologie dynamique.	QUENEY.....	T Météorologie et dynamique atmosphérique.
AUBEL.....	T Chimie biologique.	GALLIEN.....	Biologie animale (P.C.B.).
M ^{me} JOLIOT-CURIE.	T Physique générale et Radio-activité.	EICHHORN.....	Biologie végétale (P.C.B.).
PLANTFOL.....	T Botanique.	DE CUGNAC.....	Biologie végétale (P.C.B.).
CABANNES.....	T Recherches physiques.	LAVAL.....	Physique (P.C.B.).
GRASSÉ.....	T Evolution des êtres organisés.	M ^{me} CAUCHOIS.....	Chimie-physique.
PRÉVOST.....	T Chimie organique.	THÉLLIER.....	Physique du Globe.
BOULIGAND.....	T Application de l'analyse à la géométrie.	AUDUBERT.....	Electrochimie.
CHAUDRON.....	T Chimie appliquée.	L'HÉRITIER.....	Génétique.
WYART.....	T Minéralogie.	GRIVET.....	T Radioélectricité.
TEISSIER.....	T Zoologie.	PONCIN.....	Mécanique des fluides.
MANGENOT.....	T Biologie végétale.	THIRY.....	T Mécanique appliquée.
P. AUGER.....	T Physique quantique et relative.	DUBREIL.....	Mathématiques générales.
MONNIER.....	Physiologie générale.	QUELET.....	Chimie (P. C. B.).
PIVETEAU.....	T Géologie.	CAGNIARD.....	Géophysique appliquée.
		CHAMPETIER.....	Chimie appliquée.
		CUVILLIER.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
		JUNG.....	Pétrographie.
		TRILLAT.....	Physique (P. C. B.).
		WIEMANN.....	Chimie (P. C. B.).
		LICHNEROWICZ.....	Mathématiques.
		JACQUINOT.....	Physique (P. C. B.).
		VASSY.....	Physique de l'Atmosphère.
		DESTOUCHES.....	Théories physiques.
		PRUVOST.....	T Géologie.

Secrétaire..... CH. MONIER



MESURE ABSOLUE D'ACTIVITÉS BÊTA ET APPLICATION A LA DÉTERMINATION DES DENSITÉS NEUTRONIQUES

Par RENÉ COHEN

INTRODUCTION

A la fin de la période brillante de la physique nucléaire couvrant les années 1930 à 1940, un certain besoin de mise en ordre des découvertes s'est fait sentir. La détermination précise d'un grand nombre de constantes nucléaires est devenue l'un des principaux objets des recherches effectuées depuis lors. Elle a été facilitée par les progrès considérables réalisés dans le domaine des techniques expérimentales.

La « mesure absolue » a été l'objet de nombreux travaux : mesures absolues de sections efficaces de flux neutroniques, de rendements de réactions, ces grandeurs étant intimement liées.

Malheureusement chaque laboratoire utilise un appareillage et une méthode qui lui sont particuliers et possède en conséquence « sa » densité neutronique étalon ou « son » étalon de ^{32}P ou de ^{131}I , quand ce n'est pas « son » étalon pour l'année 1949 ou 1950 ; dans les rares occasions où des comparaisons ont été effectuées des divergences assez importantes entre les divers étalons ont été mises en évidence.

Il faut espérer que par un retour, dont l'ébauche est heureusement visible, à des conditions normales de travail scientifique les échanges d'informations, de produits radioactifs, de sources de neutrons... deviendront aisés ; par là seront réduit considérablement le temps et économisés les efforts consacrés à ce type de mesures, efforts et temps qui pourront être reportés avec plus de profit sur d'autres problèmes.

Le présent travail ne fait que s'ajouter à la longue liste des « mesures absolues ». Il s'en distingue néanmoins en ce sens que sa première partie apporte au problème de la détermination absolue des activités bêta une solution générale. L'utilisation de la méthode pro-

posée, de mise en œuvre très simple, par des laboratoires différents, ne peut que conduire aux mêmes résultats.

Depuis le moment où j'ai mis au point cette technique, un certain nombre de travaux, effectués indépendamment, ont été publiés, proposant des solutions fondées sur le même principe ; il est permis de croire que le problème de la comparaison des étalons locaux d'activités bêta n'est pas loin de n'avoir plus de raison d'être.

Quelques applications à des mesures de densités neutroniques, d'intensités de sources de neutrons et de rapport de sections efficaces de capture de neutrons thermiques sont décrites dans la seconde partie.

C'est, en fait, dans le domaine neutronique que j'ai effectué mes premiers travaux, peu après mon entrée au laboratoire de M. le Professeur F. Joliot, sous sa direction et celle de son assistant, M. A. Berthelot. En janvier 1948, à mon entrée au Commissariat à l'Energie Atomique, M. Berthelot qui venait de prendre en charge la direction du service de Physique Nucléaire, m'a proposé d'étudier la mesure absolue des densités neutroniques. Très rapidement le problème de l'activité absolue des sources bêta est devenu l'objet central de ce travail.

Dès mes premiers pas dans le métier de « chercheur » et tout au long de ce travail, j'ai profité de l'expérience et des conseils de M. Berthelot. Au cours des nombreuses discussions que j'ai eues avec lui, le plaisir éprouvé devant la clarification qu'il sait apporter dans les idées et les faits n'était pas moins grand que la sensation d'un savoir accru et d'une curiosité satisfaite.

Comme tous les « chercheurs » du service j'ai pu profiter de cet esprit de recherche libre, de cette ambiance de laboratoire universitaire qu'il a voulu et su créer et maintenir. Ils ont toujours rendu agréables et aisées les relations des travailleurs du service entre eux et avec ceux des autres services ou des laboratoires parisiens.

Pour toutes ces raisons, je tiens à lui exprimer ici le sentiment de ma profonde reconnaissance.

Je veux aussi exprimer ma gratitude à M. le Professeur Joliot : c'est dans son laboratoire du Collège de France et sur ses conseils que j'ai commencé à me familiariser avec les neutrons.

Comme Haut Commissaire à l'Energie Atomique, il a tenu à ce qu'un des services du Fort de Châtillon se consacre aux recherches fondamentales de physique nucléaire, le faisant ainsi bénéficier de moyens matériels plus importants que n'en ont généralement les laboratoires universitaires et de l'appui des organes techniques du Commissariat. Membre de ce service, je tiens à lui dire ici que bien que l'ampleur des tâches qui lui incombaient n'ait pas toujours

permis des contacts directs aussi fréquents que nous l'aurions souhaité, nous savons tout l'intérêt qu'il a constamment porté au développement de ce service et nous mesurons parfaitement à quel point nous lui sommes redevables des facilités de travail dont nous bénéficions.

Je tiens aussi à remercier M. Kowarski, Directeur scientifique au Commissariat à l'Energie Atomique; il m'a fait profiter de sa longue expérience dans le domaine des neutrons et, à différentes reprises, a rendu possibles de fructueux contacts avec des travailleurs d'autres pays.

MM. Surdin, Chaminade et Valladas, Chef et Ingénieurs de la Division des Constructions Electriques du Commissariat à l'Energie Atomique, m'ont apporté une aide très précieuse tant par leurs conseils que par la fourniture ou la mise au point d'appareils. MM. Guéron et Goldschmidt, Directeurs scientifiques au Commissariat à l'Energie Atomique m'ont toujours permis d'user des facilités de leurs laboratoires; j'ai toujours trouvé, auprès de M. Horowitz, ingénieur du Service de Physique Mathématique, l'accueil le plus cordial et les conseils les plus précieux; MM. Le Meur, Grillon et Martin, Chef et Ingénieurs de la Division des Constructions Mécaniques, m'ont permis un usage répété et parfois abusif de la notion d'« urgence »; enfin M. Ertaud, Chef du Service de Conduite de la Pile, a considérablement facilité mes irradiations; qu'ils trouvent tous ici, ainsi que le personnel qu'ils dirigent, mes sincères remerciements.

Ce m'est un plaisir d'exprimer à chacun des travailleurs du Service de Physique Nucléaire combien m'ont été précieux son amitié et son concours; qu'il me soit permis de le faire plus personnellement à MM. Prugne et Esclatine qui ont toujours su me faciliter la réalisation des montages et appareils et surtout à M. Barloutaud; il n'est pas une expérience décrite dans ce travail pour laquelle il ne m'ait apporté une aide dévouée.

Je ne saurais terminer cet avant-propos sans marquer ma gratitude à Mme Cohen-Nordmann, Chef du Service de Documentation, pour l'aide précieuse qu'elle-même et tout son personnel m'ont toujours accordée.

D'aucuns trouveront longue cette suite de remerciements; elle témoigne simplement de l'esprit de collaboration qui règne aux Laboratoires du Fort de Châtillon entre les divers divisions et services qui s'y trouvent rassemblés.

PREMIÈRE PARTIE

MESURE ABSOLUE D'INTENSITÉS DE SOURCES BÊTA

Les diverses méthodes de mesures absolues d'activité β pratiquées jusqu'à ce jour exigent la connaissance, parfois très précise, du schéma de la radioactivité, sinon de la forme du spectre; elles conduisent à des résultats qui, dans les cas les plus favorables (malheureusement très rares) ne sont exacts qu'à 3 ou 5 o/o près et en général qu'à 10 ou 15 o/o près. A l'exception de la méthode de l'angle solide défini, la plus simple d'entre elles (c'est aussi la plus imprécise), elles font intervenir un appareillage mécanique ou électronique important.

De plus, aucune d'elles ne peut prétendre à l'universalité et, à moins de se contenter de résultats approchés, il faut, pour chaque type de radioactivité, choisir et étudier la méthode de mesure qui semble la meilleure.

Dans les pages qui suivent, nous décrirons le procédé que nous avons mis au point. Il n'est qu'une variante de la plus simple des méthodes habituelles et, comme elle, ne demande qu'un matériel très réduit, réalisable dans un laboratoire même très modeste. Anticipant un peu sur le cours de l'exposé, nous pouvons affirmer qu'il est de mise en œuvre très aisée et qu'il ne présente pas de limitations importantes.

Auparavant nous exposerons les méthodes habituelles et les critiquerons rapidement. Nous donnerons aussi quelques indications sur le très lourd appareillage électronique qu'il nous a fallu utiliser pour confirmer la validité de notre technique, elle, très simple, de mesures absolues d'activité bêta.

CHAPITRE PREMIER

LES MÉTHODES HABITUELLES DE MESURE ABSOLUE D'ACTIVITÉ BÊTA

Exposons brièvement le problème.

Nous sommes en présence d'une source bêta (positive ou négative) siège de N transitions radioactives par unité de temps. Pour simplifier nous supposerons négligeable pendant toute la durée de la mesure la variation de N due à la décroissance de la source.

De celle-ci peuvent sortir, en plus des électrons de radioactivité, des rayons γ , des rayons X et des électrons de conversion qui leur sont associés, ces divers rayonnements étant plus ou moins absorbés dans la source elle-même.

Il s'agit de déterminer la valeur de N, *activité absolue de la source*.

On peut, pour cela, utiliser un détecteur susceptible de dénombrer les particules l'atteignant. Plusieurs méthodes, dites de numération, reposent sur ce principe.

D'autres méthodes, que nous appellerons « globales », font appel à la mesure de l'énergie dissipée dans un absorbant convenablement choisi par le rayonnement émis.

Nous commencerons par quelques brèves indications relatives à ces dernières, assez peu utilisées actuellement.

I. — MÉTHODES GLOBALES. — a) *Méthodes calorimétriques* (1) (2). — La source radioactive est placée à l'intérieur d'un récipient dont les parois ont une épaisseur suffisante pour absorber complètement les rayons β émis, dont l'énergie cinétique se transforme en chaleur. Cette source de chaleur est alors placée dans un microcalorimètre permettant la mesure de la quantité de chaleur dégagée.

L'énergie due à l'absorption des rayons γ n'intervient qu'à titre de faible correction si l'on choisit convenablement les matériaux constituant le récipient précédent.

La mesure est ainsi pratiquement indépendante de l'état physique de la source radioactive.

Pour remonter à la valeur de l'activité absolue cette méthode exige la connaissance précise de l'énergie moyenne dissipée par désintégration, c'est-à-dire la forme exacte du spectre d'énergie des rayons β émis ainsi que la proportion et l'énergie des électrons de conversion pouvant accompagner la transition.

Il existe peu de transitions β pour lesquelles on ait, avec une précision suffisante, l'ensemble des connaissances demandées, ce qui rend cette méthode difficilement applicable. De plus, elle nécessite l'emploi de sources relativement intenses (au moins quelques centièmes de curie pour un émetteur β d'énergie maximum voisine du Mev.).

b) *Mesure globale de l'ionisation* (1) (3). — La source est placée à l'extérieur, ou mieux, à l'intérieur d'une chambre d'ionisation, la mesure se ramenant à celle d'un courant. Les conditions peuvent être telles que le rayonnement électronique ait son parcours entièrement dans le gaz de la chambre; dans ce cas la source doit être mince si l'on veut éviter d'introduire une correction importante, donc incertaine, d'auto-absorption.

Les méthodes les plus récentes utilisent au contraire une source uniformément distribuée dans la paroi intérieure de la chambre; la

mesure de l'énergie dissipée par ionisation dans le gaz remplissant la chambre et la connaissance du pouvoir d'arrêt, par rapport à ce gaz, de la matière constituant la paroi permettent de remonter à l'énergie dissipée dans cette dernière ⁽¹⁾ (3).

Cette méthode permet la mesure d'intensités de l'ordre de 10 μ C.

II. — MÉTHODES DE NUMÉRATION. — a) *Méthode de l'angle solide défini* (1, 4, 5, 6, 7) (fig. 1). — Son principe est simple : la source (que nous pouvons supposer de faibles dimensions) est placée devant un compteur (Geiger-Mueller, proportionnel, à cristal, à scintillations, etc.) dont les impulsions sont amplifiées et reçues dans un système de numération électronique ou mécanique. La connaissance de l'angle solide Ω sous lequel la source est vue du détecteur et de l'activité A (nombre d'impulsions enregistrées par unité de temps) suffisent, en première approximation, à déterminer N, activité absolue de la source :

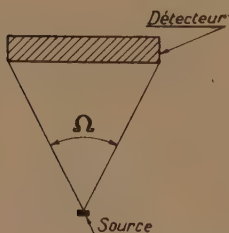


Fig. 1.

$$N = \frac{4\pi}{\Omega} A.$$

En réalité le facteur de proportionnalité reliant N à A doit tenir compte d'autres facteurs que du seul angle solide.

Il faut d'abord mentionner le fait que souvent la radioactivité d'un noyau est accompagnée de l'émission de plus d'une particule. Le terme correctif ainsi introduit dépend de

la nature et de la fréquence des particules supplémentaires, c'est-à-dire du *schéma de la transition* dont la connaissance est indispensable.

En particulier, des *électrons de conversion interne* insoupçonnés ou dont l'importance est surestimée, peuvent être à l'origine d'erreurs importantes. La correction due aux rayons γ est faible.

Une deuxième cause d'erreur est due à l'évaluation, souvent très imprécise, des corrections *d'absorption et de diffusion* des divers types de rayonnements. On est presque toujours conduit à effectuer des extrapolations « à l'épaisseur zéro » de la source, du support ou de la paroi du détecteur ; elles sont parfois à l'origine de surprises désagréables et ne sont jamais absolument satisfaisantes (4 et 5).

De plus ces extrapolations donnent des facteurs de correction qui ne sont valables qu'avec le dispositif ayant servi à leur détermination. L'utilisation, qui tend à se généraliser, de compteurs sans parois (la source et le compteur étant à l'intérieur d'une enceinte

⁽¹⁾ Ce procédé permet des mesures absolues précises d'intensité de rayonnement γ d'énergie connue.

remplie du mélange gazeux permettant le fonctionnement du compteur) élimine la dernière des extrapolations citées.

Le dernier terme correctif est dû à l'imperfection du détecteur lui-même ; le nombre d'impulsions enregistrées n'est pas égal au nombre d'agents ionisants entrant dans le compteur et ceci pour plusieurs raisons :

— le compteur, quel que soit son type, présente un « plateau » (en tension ou en discrimination) possédant une *pente*. Elle se traduit couramment par une différence de 10 o/o et souvent plus, des activités enregistrées en début et en fin de palier en présence d'une source déterminée ;

— à la suite d'une impulsion le compteur présente un « temps mort » pendant lequel il est insensible et ne compte pas. La somme de ces « temps morts » peut représenter une fraction appréciable de la durée de la mesure ;

— le *rendement du détecteur* n'est pas de 100 o/o. Il peut arriver qu'une particule le traverse sans être détectée.

b) *Méthode des coïncidences* (6) (8). — Elle n'est applicable, en principe, qu'aux transitions β accompagnées de l'émission de rayons γ , c'est-à-dire susceptibles d'être observées simultanément par deux détecteurs différents devant lesquels la source est placée (fig. 2).

Soient $p_\beta(E)$ et $p_\gamma(E)$ les probabilités de détection respectivement, d'un β d'énergie E par le détecteur B sensible aux seuls rayons β , et des γ accompagnant le β précédent par le détecteur l' spécifique des γ .

A_β et A_γ étant les activités mesurées, on a, en l'absence d'électrons de conversion :

$$A_\beta = \int p_\beta(E) N(E) dE \quad \text{et} \quad A_\gamma = \int p_\gamma(E) N(E) dE$$

en désignant par $N(E)dE$ le nombre de rayons β émis par unité de temps avec une énergie comprise entre E et $E + dE$, ce qui entraîne :

$$N = \int N(E) dE.$$

On notera d'ailleurs que $p_\gamma(E)$ reste constant aussi longtemps que E ne passe pas par la valeur maximum d'un spectre β partiel

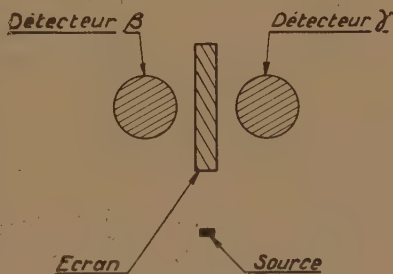


Fig. 2.

puisque les rayons γ associés à un spectre β simple sont indépendants de l'énergie du rayon β considéré.

On peut, de plus, compter $A_{\beta\gamma}$, nombre de coïncidences d'enregistrement, par unité de temps, d'une désintégration, à la fois par B et par Γ , et tel que :

$$A_{\beta\gamma} = \int p_{\beta}(E) p_{\gamma}(E) N(E) dE.$$

A_{β} , A_{γ} et $A_{\beta\gamma}$ sont les seules grandeurs accessibles à l'expérience ; on peut toujours écrire :

$$N = k \frac{A_{\beta} A_{\gamma}}{A_{\beta\gamma}}$$

c'est-à-dire :

$$\int N(E) dE = k \frac{\int p_{\beta}(E) N(E) dE \int p_{\gamma}(E) N(E) dE}{\int p_{\beta}(E) p_{\gamma}(E) N(E) dE}.$$

La valeur de k dépend des formes des diverses fonctions, c'est-à-dire de la connaissance détaillée du schéma, de la forme du spectre β et de l'efficacité de chaque détecteur pour toutes les énergies ; on ne peut, dans le cas général, calculer la valeur de k .

On voit immédiatement que k est égal à un si p_{β} ou p_{γ} est une constante indépendante de l'énergie ; la formule se réduit alors à :

$$N = \frac{A_{\beta} A_{\gamma}}{A_{\beta\gamma}}$$

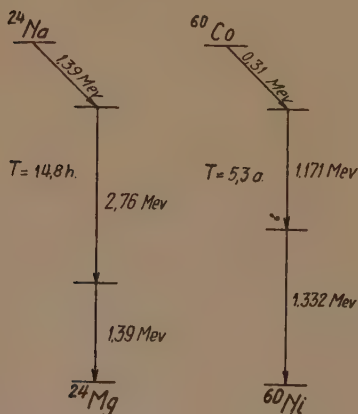


Fig. 3.

L'éventualité p_{γ} constant correspond au passage par un état excité, toujours le même, du noyau formé après émission du bêta ; autrement dit, le spectre β est simple et suivi de l'émission de gamma. Le ^{24}Na et le ^{60}Co sont de ce type (g) (fig. 3). De plus, p_{β} n'intervenant pas, il importe peu qu'il y ait absorption, diffusion ou réflexion des bêta.

L'éventualité p_{β} constant ne peut être réalisée qu'en l'absence d'absorption et de diffusion des bêta (compteurs sans parois, source et support très minces) qui faussent les mesures aux basses énergies.

On se tire généralement d'affaire par des extrapolations à l'épaisseur zéro. Le spectre peut alors être complexe.

Pour que p_β et p_γ ne dépendent pas du point d'émission (l'angle solide intervenant dans p_β et p_γ) il faut que la source soit petite devant les dimensions des détecteurs. De plus, dans le deuxième cas, il faut qu'elle soit d'épaisseur uniforme, p_β ne pouvant être constant qu'à cette condition.

L'existence d'électrons de conversion ainsi que celle des gamma d'annihilation rendent plus délicate l'utilisation de la méthode des coïncidences qui suppose, en outre, qu'il n'y a pas de corrélation angulaire entre β et γ , ce qui n'est pas toujours le cas.

Enfin des corrections s'introduisent par suite :

- de coups multiples dans les détecteurs,
- de l'efficacité du compteur bêta pour les gamma,
- des pertes de coïncidences (nous entendons par là les désintégrations donnant lieu à la détection simultanée du bêta et des gamma sans enregistrement de la coïncidence correspondante par l'amplificateur à coïncidences utilisé).

Ces trois causes d'erreur jouent toutes dans le même sens ; les négliger revient à surestimer la valeur de N.

La méthode des coïncidences s'est révélée être la méthode de choix pour les radioactivités du type ^{24}Na , caractérisées par l'émission d'un β conduisant toujours au même niveau excité du noyau final, le retour se faisant par l'émission de rayons γ . Malheureusement il n'existe que peu de transitions qui soient certainement de ce type.

c) *Méthode des filiations $\alpha \rightleftharpoons \beta$ (4).* — Cette méthode, applicable seulement à certains émetteurs β naturels est très simple. Nous l'exposerons en prenant un exemple précis :

Le RaE, émetteur β pur (sans gamma) de 5,0 jours de période, donne naissance au Po, émetteur α ($T = 140$ jours), lequel donne comme produit final un Pb stable.

On part d'une source de RaE, fraîchement préparée, que l'on place devant le détecteur β à étalonner. Un absorbant convenable élimine les α du Po déjà formé au moment de cette mesure.

Quelques semaines plus tard, le RaE ayant disparu, on place la source sur l'une des électrodes d'une chambre d'ionisation à électrodes planes (géométrie dite de « 50 o/o ») et l'on compte les α du Po. On remonte alors, connaissant les périodes, à l'activité absolue du RaE au moment de la mesure β .

Le dispositif β est ainsi étalonné pour les sources de RaE du même type que celle ayant servi la première fois, mesurées en présence de l'écran arrêtant les rayons α du polonium.

Cette méthode est remarquablement simple et conduit à des résultats précis. Mais son champ d'application est très étroitement limité.

III. — UTILISATION DES MÉTHODES PRÉCÉDENTES. — La seule méthode d'application générale est celle de l'angle solide défini, mais c'est la plus imprécise de toutes. C'est pourquoi, toutes les fois qu'une autre est applicable, on l'utilise de préférence.

On fera ainsi une mesure absolue d'activité β de ^{24}Na ou de ^{60}Co par les coïncidences, de RaE ou d' UX_2 par étude de la filiation $\alpha \rightarrow \beta$, de ^{32}P par ionisation (l'énergie moyenne β ayant été déterminée par ailleurs), etc...

On peut alors, à l'aide des résultats de ces mesures plus précises, étalonner un compteur β . Il faut, pour cela, faire toutes les corrections d'usage : épaisseur de la source, du support, paroi du détecteur, etc... et les extrapolations habituelles, ce qui permet de déterminer l'angle solide sous lequel la source est vue du compteur.

Ce dernier étant ainsi étalonné, toute autre activité est en principe mesurable mais les résultats ne sont corrects qu'à environ 10 o/o près dans les cas les plus favorables (pas d'électrons de conversion, faibles absorption, diffusion et diffusion vers l'arrière de manière à réduire l'importance des corrections correspondantes).

Dans tous les cas la connaissance plus ou moins précise du schéma de la radioactivité ainsi que de la forme du spectre est requise mais elle n'est que rarement accessible.

Il est intéressant de reproduire ici un tableau de Putman (5) sur la comparaison des résultats de mesures absolues obtenues par des méthodes différentes. Il s'agit d'une même source ou de sources mesurées en valeur relative.

Isotope	Mesure à Harwell (Putman)	Mesure de Gray (3)	Bureau of Stand. U. S. A.	Oak Ridge U. S. A.	Chalk River Canada	M. I. T. U. S. A.
^{60}Co	1,00 (β - γ)	1,02 (β - γ)	1,025			1,0
^{24}Na	1,00 (β - γ)	1,00 (β - γ)				
^{32}P	1,00 (Ω)	0,95 (ion)	0,91	0,99	0,91	1,85
^{131}I	1,00 (Ω)	0,96 (ion)	0,98	1,05	1,12	1,04
		1,02 (ion)			0,80	

Dans ce tableau l'activité mesurée par Putman est prise pour unité.

β - γ indique une mesure par coïncidences,

Ω indique une mesure par méthode de l'angle solide défini,

ion indique une mesure par ionisation globale.

On voit nettement que les résultats sont très cohérents pour le ^{60}Co

et probablement le ^{24}Na pour lesquels le schéma très bien connu permet l'utilisation de la méthode des coïncidences.

Dès que cette dernière n'est plus applicable (^{32}P) ou que le spectre est complexe (^{131}I) (9), les résultats sont assez dispersés et il est prudent de ne les considérer comme exacts qu'à 10 ou 20 o/o près.

IV. — COMPTEUR 4π . — On peut regrouper les difficultés inhérentes aux méthodes de numération de la façon suivante :

a) L'angle solide effectif est mal connu par suite, soit d'une non-uniformité de l'efficacité du détecteur pour les divers rayonnements émis, soit de l'existence de diffusions et de réflexions.

D'autre part, il n'y a pas correspondance simple entre le nombre de transformations radioactives dans la source mesurée et le nombre d'impulsions détectées. Il y a à cela deux origines différentes.

b) Le type de transformation radioactive correspondant à la source étudiée (décomposition en spectres partiels avec émissions γ différentes, électrons de conversion).

c) L'appareillage de mesure (absorption et diffusion par les parois et dans l'épaisseur de la source).

La méthode que nous avons mise au point tend à l'élimination ou tout au moins à une réduction considérable de ces trois ordres de difficultés.

a) Nous avons réalisé un compteur de Geiger tel que tout rayonnement ionisant issu de la source pénètre dans le compteur quelle que soit sa direction d'émission. L'angle solide utile est effectivement de 4π — ce qui vaut à l'appareil le nom de compteur 4π — et se trouve donc parfaitement déterminé.

b) En raison même de l'utilisation d'un angle solide égal à 4π , si des particules telles que photons, électrons de conversion accompagnent l'émission d'un rayon β et déclenchent le compteur, l'impulsion correspondante se confond avec celle du rayon β et ne donne donc lieu à aucune correction.

Quel que soit le schéma de la transition radioactive β , on enregistre une et une seule impulsion par désintégration.

c) La source se trouvant à l'intérieur du compteur, il n'y a aucune correction de paroi. Reste seulement la question de l'épaisseur de la source. Mais nous remarquerons que par suite du gain d'efficacité dû au plus grand angle solide utilisé, on peut mesurer des sources 10 à 100 fois plus faibles qu'avec les dispositifs classiques et par conséquent beaucoup plus minces.

Ainsi que pour toutes les méthodes utilisant un compteur sans paroi, existe la difficulté due à la lenteur relative de mise en œuvre, la source devant être placée à l'intérieur du compteur. Dans notre dispositif il s'écoule 25 à 30 minutes entre le moment où la source est disponible et celui où l'on peut commencer les mesures, ce qui

limite l'utilisation de la méthode à des radioactivités de période supérieure à 5 ou 10 minutes.

On pourrait cependant assez facilement construire un dispositif réduisant ce temps à environ 5 minutes.

En conclusion, nous pouvons dire que la *méthode du compteur 4π est d'usage très général, qu'elle élimine pratiquement toutes les difficultés inhérentes aux autres méthodes et réduit celles provenant de la source elle-même.*

Avant de nous étendre plus longuement sur sa mise au point et les résultats que l'on peut en obtenir, nous examinerons l'ensemble de l'appareillage électronique utilisé dans ce travail.

CHAPITRE II

ÉTUDE CRITIQUE DE L'APPAREILLAGE ÉLECTRONIQUE UTILISÉ DANS CE TRAVAIL

L'électronique étant l'interprète nécessaire du détecteur, nous devons nous assurer avant toute chose de la valeur de sa traduction, de sa fidélité ainsi que de ses oublis ou de son imagination.

Nous passerons en revue les divers types d'appareils utilisés et pour chacun d'eux nous définirons les meilleures conditions d'utilisation.

Tous ces appareils ont été fabriqués par la Division des Constructions Electriques du Commissariat à l'Energie Atomique (10).

I. — AMPLIFICATEURS ET SYSTÈME DE NUMÉRATION (Echelles). — L'impulsion négative provenant du détecteur directement ou par l'intermédiaire d'un autre appareil (amplificateur à coïncidences, discriminateur, etc.) arrive sur la grille d'une première amplificatrice fonctionnant en classe A. Celle-ci délivre alors une impulsion positive qui attaque la grille, polarisée un peu au-dessous de son cut-off, d'une deuxième amplificatrice. L'impulsion finale, négative, est envoyée sur les bascules du système diviseur (par 10, 100 ou 1 000) du nombre d'impulsions.

La sensibilité de l'échelle, pour une impulsion de forme donnée, dépendra donc essentiellement du circuit d'entrée de l'amplificateur (écrasant plus ou moins l'amplitude de l'impulsion) et du réglage de la polarisation de la deuxième amplificatrice.

Les impulsions provenant des compteurs ayant une certaine distribution en amplitude (due à l'existence d'impulsions rapprochées), *il est indispensable de standardiser les sensibilités des diverses échelles.*

Nous avons, en général, opéré de la manière suivante : les impulsions provenant d'un compteur sont envoyées simultanément sur deux échelles. La polarisation V_1 de l'une d'elles étant fixée, on effectue des comptages simultanés pour différentes valeurs V_2 de la polarisation de l'autre. On relève la différence relative des 2 comptages. On recommence en fixant une deuxième, une troisième, etc., valeur fixe de la polarisation de la première échelle.

On peut ainsi construire un diagramme (fig. 4), les polarisations des deux échelles étant portées sur les axes, où l'on trouve une région à l'intérieur de laquelle la différence relative des comptages est inférieure à 10^{-4} .

Il suffit alors de fixer définitivement les polarisations à des valeurs correspondant au centre de cette plage pour avoir deux échelles « étalons » (flèches sur la figure).

On peut ensuite déterminer rapidement la polarisation correcte pour n'importe quelle autre échelle.

Il n'est pas besoin d'ajouter que cette standardisation n'a de sens que si la tension d'alimentation (secteur) est bien stabilisée (± 5 V.). L'utilisation d'autotransformateurs réglables et de fers saturés permet d'atteindre aisément ce résultat.

Un ensemble de trois échelles standardisées a parfaitement fonctionné pendant plus de 16 mois sans nouveau réglage.

Il faut remarquer que l'existence d'un seuil de sensibilité implique nécessairement la perte d'une certaine proportion des impulsions originales. Mais cela importe peu, cette proportion étant la même pour les diverses échelles et par ailleurs très faible; de plus, provenant d'impulsions rapprochées, cette perte fera partie des pertes de comptage dues au temps mort du compteur.

Nous verrons en fait que l'utilisation de circuits spéciaux élimine complètement ces impulsions de faible amplitude.

Nous ne parlerons pas ici des bascules; leur fonctionnement est très sûr et ne nous a jamais donné d'ennuis sérieux. Elles suivent, sans pertes, des taux de comptage (comptage non périodique) au moins égaux à 10^3 impulsions/seconde.

II. — RÉDUCTEURS D'IMPÉDANCE A CATHODE SUIVEUSE (PRÉAMPLIFICATEURS). — Ces circuits ont été systématiquement utilisés. Ils permettent à l'impulsion délivrée par le détecteur d'atteindre l'amplificateur

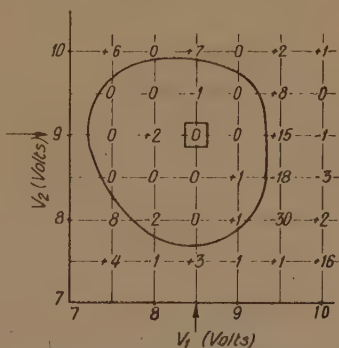


Fig. 4. — Les nombres représentent les différences sur 10^4 impulsions.

sans perdre de son amplitude en tension. Nous avons eu fréquemment à utiliser un compteur à une distance de l'échelle supérieure à 2 m. et la faible impédance d'une telle ligne aurait normalement fortement écrasé l'impulsion.

De plus, les échelles ne recevant ainsi que peu d'impulsions d'amplitude voisine de leur seuil de sensibilité, leur standardisation s'en trouve facilitée.

III. — HAUTES TENSIONS STABILISÉES. — Elles sont de deux types. Les unes, provenant d'une première série construite en 1947-1948, permettent d'atteindre 1 500 V. d'une façon continue.

Au bout d'un an d'usage leur stabilité est plus que douteuse et des sauts de 10 V. sont fréquents.

Une nouvelle série permet d'atteindre 2 500 V. et, après plus d'un an d'utilisation, une variation de ± 10 V. du secteur ne produit encore qu'une variation de ± 3 V. à 1 000 V.

Pendant la première demi-heure de fonctionnement suivant un long repos, on observe une lente dérive (environ 2 o/o) due probablement à l'échauffement des résistances.

IV. — COMPTEURS GEIGER-MUELLER. — Nous avons systématiquement utilisé pour les mesures courantes des compteurs métalliques (environ 20 mg./cm² d'Al ou de Mg) autocoupeurs, type Collège de France. Leur vie moyenne est voisine de cinq mois et leur plateau s'étend sur 150 V. environ avec une pente de 5 à 10 o/o pour 100 V. (source non canalisée) ⁽¹⁾. Ils sont très stables dans les conditions normales d'emploi, et présentent des pertes voisines de 1 o/o pour un taux de comptage de 200 par seconde.

V. — SIGNIFICATION DE LA PENTE DU PLATEAU D'UN COMPTEUR GEIGER-MUELLER. UTILISATION D'UN PRÉAMPLIFICATEUR A TEMPS MORT IMPOSÉ. — La géométrie source compteur étant fixée, le nombre d'impulsions enregistrées dépend de la tension appliquée au compteur, cette variation pouvant atteindre facilement 10 à 15 o/o du début à la fin du « plateau » du compteur, dans le cas d'un bon compteur.

On conçoit que l'existence d'une telle pente rende très difficile une mesure absolue à l'aide d'un compteur Geiger-Mueller (Notons que, quel que soit le détecteur utilisé, le taux de comptage dépend toujours de la valeur d'un paramètre qui peut être une tension de discrimination, un facteur de multiplication, etc.).

De l'ensemble des travaux publiés (11 à 16) et de nos propres expériences, il ressort que l'on peut attribuer à trois causes cet accroissement du taux de comptage.

⁽¹⁾ Les pentes seront toujours exprimées en pour cent pour 100 V. et nous ne répéterons plus « pour cent volts ».

Pour éliminer la cause « *a* » il faut établir une canalisation telle que le rayonnement à détecter ne traverse qu'une région du compteur pour laquelle la variation du volume électrique soit nulle, par exemple en obligeant le faisceau à passer près du centre du compteur et au voisinage du fil.

Pour éliminer « *b* » et « *c* » nous utilisons depuis le mois de mai 1948 un circuit à temps mort imposé, construit par M. Chaminade, ingénieur au C. E. A (fig. 5). Des circuits analogues réalisés ultérieurement dans d'autres pays ont été décrits dans la littérature (11) (12) (17).

Le principe de cet appareil est le suivant : pour une amplitude suffisante de l'impulsion venant du compteur, un univibrateur se déclenche et abaisse la tension sur le fil du compteur à quelques centaines de volts au-dessous de la tension d'utilisation (300 V.) et l'y maintient pendant une durée τ imposée par les éléments du circuit.

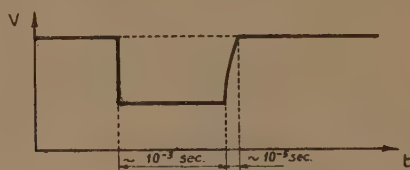


Fig. 5 bis.

Ensuite la tension est restituée en un temps très petit devant τ , le temps mort imposé (fig. 5 bis). Les avantages de ce circuit sont multiples :

— En choisissant un τ convenable (supérieur au temps de collection des ions positifs) *on empêche la formation d'impulsions doublées* dues à l'arrivée des ions positifs sur la cathode, ce qui est notre but principal.

— Le temps mort étant bien déterminé, *il est possible de calculer avec précision le nombre d'impulsions perdues*, ce que l'on ne peut faire avec un compteur utilisant un circuit normal ; nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

— L'impulsion envoyée sur l'amplificateur étant une fraction bien déterminée de la chute (300 V.) de tension imposée au fil, et ayant une valeur de plusieurs volts, indépendante de l'amplitude primaire, *le problème de la standardisation des échelles ne se pose plus* ; il est en principe reporté sur les préamplificateurs. En fait, le compteur ne pouvant être actionné que dans des conditions normales, les impulsions qu'il délivre sont toutes égales et d'amplitude nettement

supérieure au seuil de leur détection par le préamplificateur, ce qui rend inutile tout réglage précis de sensibilité ⁽¹⁾.

Nous avons utilisé pendant plus de 2 ans (fonctionnement supérieur à 800 heures) un tel circuit sans avoir eu le moindre incident. Ces appareils sont maintenant construits en série au C. E. A.

Nous pouvons résumer l'effet de la canalisation et de l'élimination des impulsions parasites en donnant le résultat de quelques expériences effectuées sur un petit compteur β ordinaire.

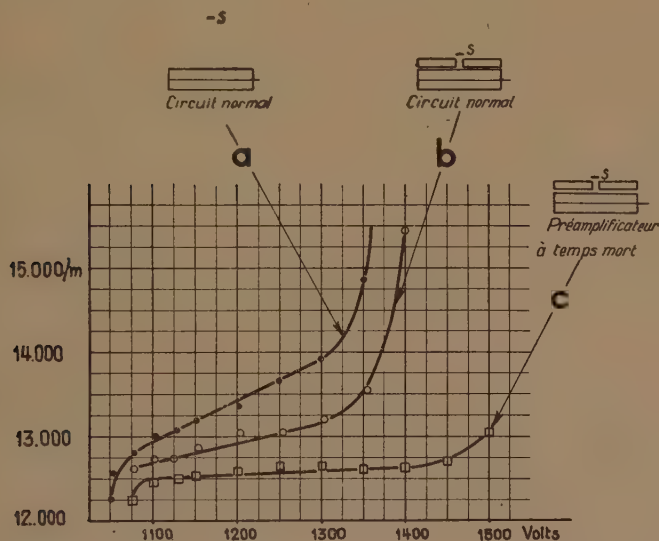


Fig. 6.

Utilisant une source de RaE nous avons tracé le palier du compteur (fig. 6) :

a) dans les conditions habituelles d'utilisation, les électrons émis par la source n'étant pas canalisés : la pente est voisine de 6 o/o (courbe a) ;

b) avec une bonne canalisation, les électrons traversant le compteur au voisinage de son centre : la pente est voisine de 2 o/o (courbe b) avec un circuit électronique normal : elle n'est plus que de 0,3 o/o (courbe c), avec un temps mort imposé.

On voit que, pour ce type de compteur, la pente est surtout d'ori-

⁽¹⁾ Il faut fixer une fois pour toutes cette sensibilité du préamplificateur, la valeur du temps mort de ce dernier en dépendant légèrement.

gine géométrique, les coups multiples n'intervenant qu'assez peu.

Nous ne l'avons cependant pas éliminée complètement et il subsiste une indétermination sur la valeur de l'activité. On peut, dans chaque cas particulier, essayer d'interpréter cet effet résiduel. Nous l'avons fait dans le cas du compteur 4π . On peut alors supprimer pratiquement l'erreur précédente.

VI. — AMPLIFICATEUR PROPORTIONNEL. SÉLECTEUR D'AMPLITUDE. — L'amplificateur, type ABV série 200, a un gain constant (10 000) pour des fréquences comprises entre 500 et 200 000 c./s. Il est précédé d'un préamplificateur de gain voisin de 25.

Les limites de la bande passante sont définies par un circuit CR et un circuit RC dont on peut faire varier les constantes de temps pour adapter l'amplificateur, dans l'intervalle de fréquences mentionné plus haut, au type d'impulsion à amplifier.

De plus, un atténuateur permet de n'admettre qu'une fraction du signal incident et de faire ainsi varier le gain effectif de 10 à 10 000.

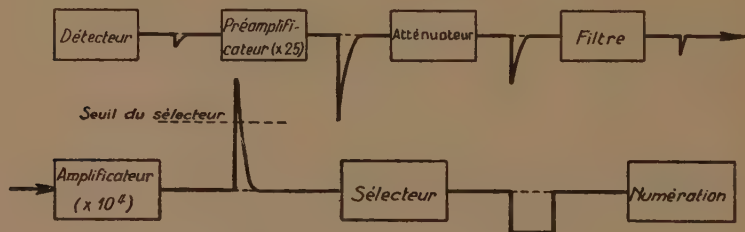


Fig. 7. — On a représenté sur la figure l'impulsion à la sortie du détecteur et aux différents stades précédant son enregistrement.

Les impulsions positives que l'amplificateur délivre peuvent être envoyées sur un sélecteur type SAO 300. Celles dont l'amplitude dépasse un certain seuil que l'on peut régler à volonté, actionnent un multivibrateur apériodique donnant des impulsions rectangulaires négatives que l'on dirige sur une échelle pour être comptées (fig. 7).

Un oscilloscope de contrôle permet d'observer les impulsions à l'entrée ou à la sortie du sélecteur.

Ces deux appareils sont très sûrs et très stables. Après leur allumage il est cependant prudent d'attendre environ une heure avant de commencer les mesures.

VII. — AMPLIFICATEURS A COÏNCIDENCES. — a) *Amplificateur standard à deux voies.* — Tels qu'ils sont livrés, ils ont un temps de résolution, mesuré par la méthode des coïncidences fortuites, voisin de $2,5 \cdot 10^{-7}$ s.

L'existence de sorties auxiliaires permet de compter simultanément les impulsions arrivant sur chaque voie en même temps que les coïncidences.

Ces appareils demandent à être utilisés avec quelques précautions par suite de la non standardisation :

- des sensibilités d'entrée, non seulement des appareils entre eux, mais aussi des deux voies d'un même amplificateur ;
- des impulsions délivrées par les trois sorties (deux sorties simples et la sortie coïncidences).

Cependant, comme pour les échelles, l'utilisation systématique des préamplificateurs à temps mort élimine ces difficultés.

b) *Amplificateur à coïncidences à temps de résolution variable.*
— Il s'agit d'un appareil de série, modifié sur notre demande et possédant quatre temps de résolution différents (de 0,16 à 6 μ s.), le passage d'une valeur à l'autre s'effectuant par simple manœuvre d'un commutateur placé sur le panneau avant.

Il est nettement plus délicat que les amplificateurs ordinaires, l'encombrement des circuits dans le châssis étant très grand. Cependant, quelques contrôles, précautions et une surveillance constante permettent d'obtenir un fonctionnement sûr.

CHAPITRE III

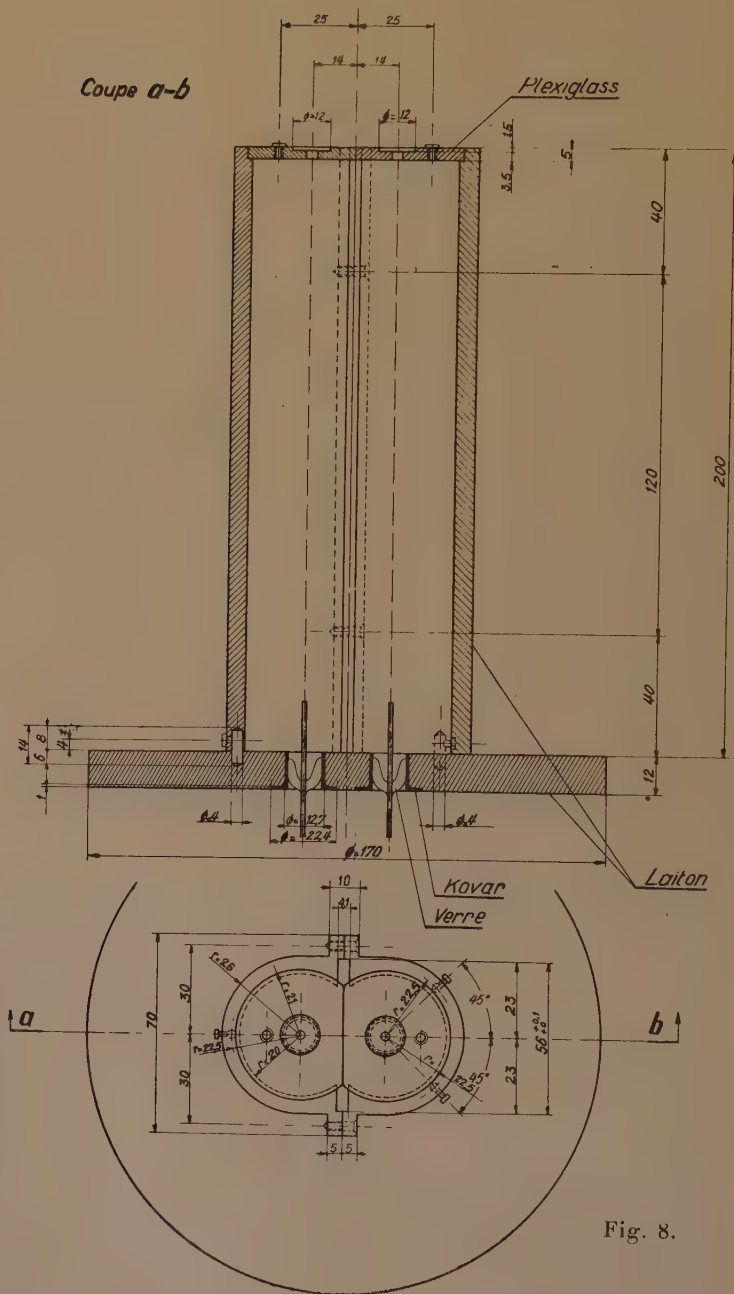
COMPTEUR 4π

I. — DESCRIPTION GÉNÉRALE (fig. 8 et 8 bis) (18). — Le compteur se compose essentiellement de deux cylindres en laiton identiques et se coupant suivant deux génératrices communes (1).

La source, placée dans le plan d'intersection et au voisinage du centre, est parallèle aux fils (anodes) tendus suivant l'axe de chaque cylindre. Normalement ces fils sont en parallèle mais peuvent éventuellement être alimentés séparément.

Afin de permettre à tout électron quittant la source d'avoir une probabilité très voisine de l'unité de créer, le long de son parcours, au moins une paire d'ions, nous avons adopté le diamètre relativement grand de 4 cm. pour les cylindres, la distance des axes étant de 2,8 cm. On peut ainsi utiliser des sources ayant près de 2 cm. de large.

(1) Nous avons, *a priori*, préféré cette forme à celle d'un seul cylindre séparé en deux par un plan diamétral, le champ étant alors très déformé et probablement très faible dans les angles formés par le cylindre et le cadre porte-source.



Pour diminuer le plus possible la pente géométrique, il était indiqué de rendre le compteur sensible sur une longueur de l'ordre de 10 cm. (2 à 3 fois le diamètre). Enfin, pour éliminer les décharges et l'instabilité dues à l'accumulation de charges sur les isolants (supports des fils) nous avons été amenés à adopter une longueur totale de 20 cm. pour les cylindres; les isolants se trouvent alors à

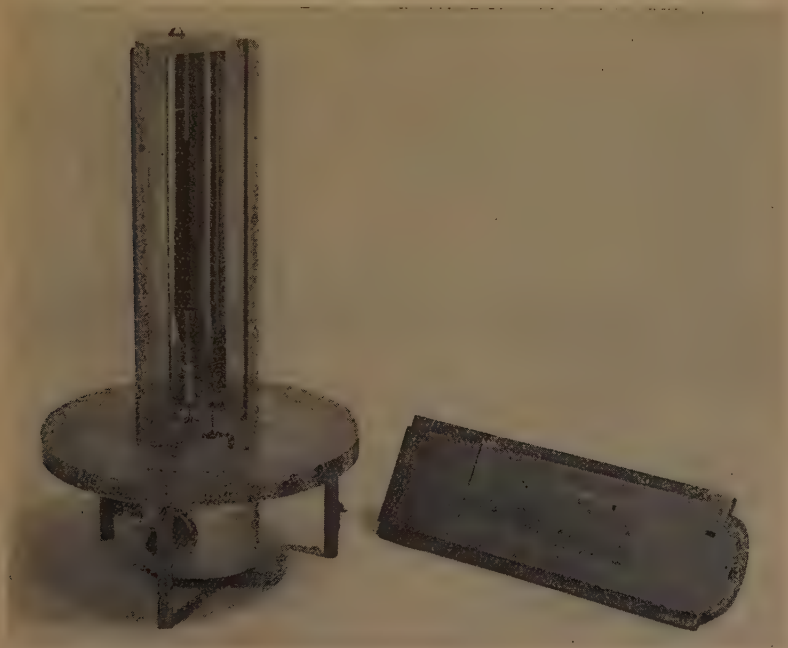


Fig. 8 bis.

plus de 5 cm. de la région normalement balayée par les ions associés aux impulsions.

Pour rendre commode la réalisation d'une bonne étanchéité, nous avons placé l'ensemble sous une cloche rodée, reposant sur une platine de laiton. Trois tétons permettent de fixer les cylindres à cette platine.

Des parois épaisses (6 mm.) donnent une grande rigidité au compteur; de plus elles arrêtent les rayons β émis par le potassium du verre de la cloche.

Une rainure ménagée entre les deux cylindres permet de glisser, sur toute la longueur du compteur, un cadre (fig. 9) composé de

deux rectangles entre lesquels on peut serrer une feuille métallique mince servant de support à la source.

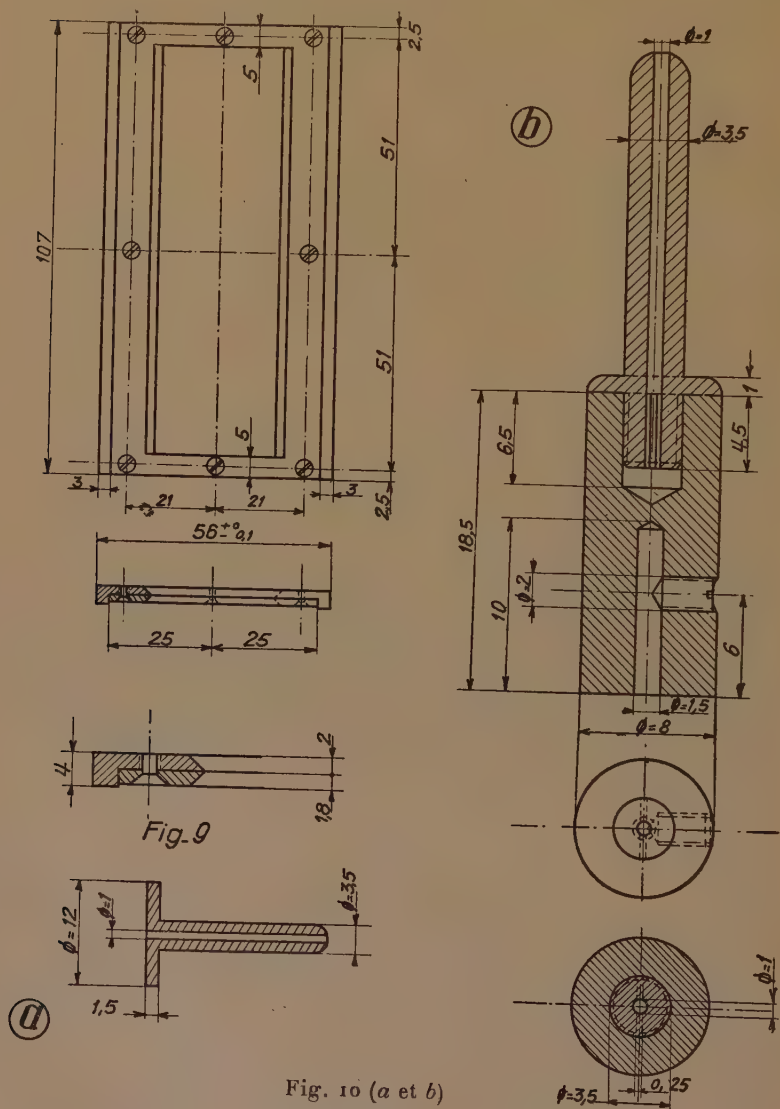


Fig. 10 (a et b)

Les bords de ce cadre sont taillés de manière à réduire au minimum les angles susceptibles de perturber le champ électrique.

Des passages verre-kovar permettent à deux tiges de wolfram de 0,5 mm. de diamètre de traverser la platine et par l'intermédiaire de pièces en laiton, d'alimenter les fils. Ceux-ci sont enfin fixés sur des pastilles de plexiglass situées à la partie supérieure du compteur. On dispose d'un jeu de guides de laiton, A et B (fig. 10), ce qui permet de faire varier la longueur utile du fil.

Signalons pour finir, qu'en cas d'utilisation séparée des deux demi-compteurs, il faut, dès la platine, blinder les sorties des deux fils pour éliminer tout entraînement d'un compteur par l'autre.

II. — DÉTERMINATION DES VALEURS OPTIMUM DES PARAMÈTRES MÉCANIQUES. — Fenton et al (15) ayant étudié en très grand détail l'effet des divers paramètres dont on dispose sur la pente et la longueur des paliers des compteurs Geiger-Mueller, nous avons effectué une série d'essais analogues destinés à déterminer les meilleures conditions de fonctionnement du compteur 4π . Ces essais nous ont permis de retrouver l'ensemble des résultats de Fenton et de montrer ainsi que le compteur 4π se comporte comme un compteur du type classique.

Dans tout ce qui suit, et sauf indication contraire, nous avons systématiquement utilisé un préamplificateur à temps mort. Au para-

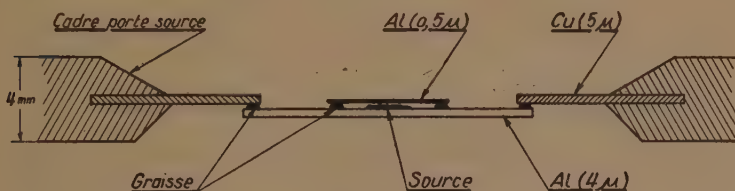


Fig. 11.

graphe suivant nous indiquerons en détail le rôle de ce circuit et la valeur adoptée pour le temps mort.

Le gaz de remplissage a toujours été un mélange d'argon à 10^{-4} d'oxygène et d'alcool éthylique distillé avec le plus grand soin.

a) Sources (fig. 11). — Elles se présentent en général sous forme d'un carré de 10 à 20 mm. de côté que l'on colle par ses bords sur la feuille mince tendue normalement dans le cadre et dans laquelle un trou carré de dimensions légèrement inférieures à celles du carré source a été découpé. Le collage se fait aisément à l'aide de traces de graisse à vide.

Le carré source se compose d'une feuille très mince d'aluminium ($< 0,5$ mg./cm²) sur laquelle est collée, par simple contact, ou de nouveau par une couche très mince ($\sim 0,2$ mg./cm²) de graisse, la source elle-même, ou sur laquelle est déposée une goutte de solution active.

Dans tous les cas, la moindre trace apparente d'isolant perturbe le bon fonctionnement du compteur. Si la source déposée sur la feuille mince est isolante on la recouvre d'une feuille d'aluminium de $0,15 \text{ mg./cm}^2$.

On peut ainsi obtenir couramment des carrés sources dont la masse superficielle totale est inférieure à 2 mg./cm^2 .

Il est à remarquer que le compteur fonctionne normalement lorsqu'aucune feuille n'est placée dans le cadre porte-source ou que seule une bande étroite sépare partiellement les deux cylindres.

b) *Source etalon.* — Pour tous les essais, mises au point, etc., nous utilisons depuis près de 2 ans une source réalisée de la manière suivante : de l'oxyde d'uranium est mélangé à une solution de silicate de sodium ; la pâte obtenue est étalée au pinceau sur une feuille mince d'aluminium ; après séchage à l'air on obtient une peinture bien adhérente ⁽¹⁾.

Une petite bande ($1 \times 2 \text{ cm}^2$) de la feuille peinte est découpée et appliquée sur une feuille de cuivre de 50μ , l'utilisation de cellophane adhésive permettant une bonne fixation ; on recouvre le tout d'une autre feuille de Cu ; le sandwich ainsi obtenu est découpé au format du cadre porte-source et ses bords soudés électriquement par points.

c) *Longueur optimum de fil utile.* — La longueur utile du fil est la distance entre les extrémités des deux guides. Le palier a une pente minimum lorsque cette distance est voisine de $9,5 \text{ cm}$. Un fil plus long conduit à rapprocher le volume utile du plexiglass et du passage verre-kovar, augmentant ainsi la pente ; de plus, il augmente le mouvement propre ; de même, un fil plus court augmente l'effet géométrique.

Dans le montage définitif, le milieu des fils est à la même hauteur que le centre du cadre porte-source.

d) *Diamètre du fil.* — Nous avons essayé des fils de $0,07$, $0,12$ et $0,24 \text{ mm}$. de diamètre. La pente est franchement plus faible ($\sim 10/100 \text{ V.}$) avec les deux derniers qu'avec le premier ($\sim 20/100$) ⁽²⁾.

Nous avons donc utilisé indifféremment des fils de molybdène ou de wolfram de $0,12$ ou $0,24 \text{ mm}$.

e) *Pression gazeuse. Efficacité.* — Tout électron quittant la source supposée ponctuelle, placée au centre du cadre, parcourt au moins 15 mm . dans le compteur.

La probabilité de détection d'un électron, égale à $1 - e^{-n}$, où n est le nombre moyen de paires d'ions créées le long de son parcours

⁽¹⁾ Nous remercions M. Kayas, du Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France, qui nous a communiqué cette technique.

⁽²⁾ Il est difficile de préciser davantage ; la mesure de pentes de cet ordre exige l'enregistrement de plusieurs millions d'impulsions avant d'en obtenir une valeur précise seulement à $200/100$ près.

dans le gaz, est supérieure à 0,995 si $n > 5,3$; ceci correspond, pour un parcours de 15 mm. dans le mélange gazeux utilisé, à une pression voisine de 5 cm. Hg pour des électrons à leur minimum d'ionisation (16).

En général les électrons auront un parcours dans le compteur supérieur à 15 mm. et il est à prévoir que l'efficacité sera pratiquement égale à un pour une pression de 5 cm. Hg, même si la source a des dimensions voisines du centimètre.

Afin de nous en assurer, nous avons tracé avec une grande précision les paliers pour des pressions totales de 50 (dont 5 d'alcool) et

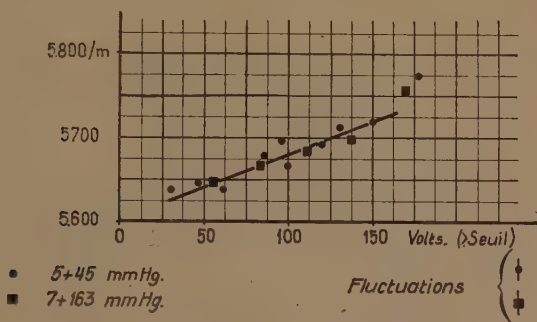


Fig. 12.

de 170 (dont 7 d'alcool) mm. Hg. Les résultats sont reportés sur la figure 12 et montrent que les deux courbes sont superposables à moins de $2 \cdot 10^{-3}$.

Ces mesures montrent que l'efficacité est supérieure à 0,998 dès que la pression est égale à 5 cm. Hg. Dans tout ce qui suit nous avons admis qu'elle était égale à 1,000.

Ce résultat, obtenu avec le spectre β de UX_2 ($E_{\max} = 2,32$ Mev) composé surtout d'électrons au minimum d'ionisation est, *a fortiori*, valable pour tout émetteur β .

Nous avons en général utilisé une pression de l'ordre de 8 à 10 cm. Hg dont 1 d'alcool.

III. — PENTE DU PLATEAU DU COMPTEUR 4π . ORIGINE. — Nous appellerons comptage vrai d'un compteur, le taux de comptage qui, corrigé des pertes dues au temps mort, est égal au nombre de particules (ou de groupes de particules émises simultanément) traversant le compteur.

Cette expression ne peut avoir un sens que si l'on connaît avec précision :

1° la probabilité de création d'au moins une paire d'ions par électron traversant le compteur ;

2° la probabilité qu'a une paire d'ions de donner naissance à une impulsion, et ceci en tout point intérieur au compteur.

La première condition est satisfaite pour le compteur 4π , la probabilité étant l'unité.

La deuxième exige une canalisation très poussée éliminant tous effets de bords du canaliseur, réflexions, tous effets de bout dans le compteur, etc.; de ce point de vue, le compteur 4π , détectant les électrons émis suivant n'importe quelle direction, est un dispositif canalisé à l'extrême, supprimant tous les effets précédents, en particulier ceux de bout : les extrémités des fils sont à plus de 40 mm. de la source et la probabilité de création d'une paire d'ions atteint l'unité pour un parcours très inférieur.

Autrement dit le compteur 4π ne présente pas de pente d'origine géométrique ⁽¹⁾.

En toute rigueur le comptage vrai n'est pas défini ; en plus des particules émises par la source, le compteur reçoit celles du mouvement propre pour lequel le compteur présente une pente voisine de 3,5 o/o ; mais ce dernier n'étant, dans toutes nos mesures, que quelques pour cent de l'activité de la source, cet effet est négligeable.

Les deux conditions précédentes ne sont pas suffisantes, le plateau présentant toujours une pente faible ; nous ne savons pas *a priori* à quelle tension se trouve le comptage vrai.

Il nous faut donc étudier plus en détail le plateau et d'abord réduire sa pente au minimum.

Pente minimum : Utilisant une source du même type que la source étalon, nous avons tracé les paliers correspondant à l'absence de temps mort extérieur, puis à des valeurs croissantes de ce temps ; les résultats sont reportés sur la figure 13.

Nous voyons que pour :

τ ext.	0	0,5	0,8	1,6	5 (10^{-3} s.)
La pente est de	3,5	3,5	~ 1	~ 1	$\sim 0,25$ (o/o)

ce qui montre que la pente est due essentiellement aux coups multiples et que le résidu de 0,25 o/o (pour $\tau = 5 \cdot 10^{-3}$ s.) leur est encore probablement dû.

D'un remplissage à l'autre, la pression et le temps mort étant les mêmes, la pente varie. Ainsi, avec $\tau \neq 10^{-3}$ s. et $p = 8$ cm. Hg, elle oscille entre 0,8 et 1,6 o/o ; la cause de cette variation est sans aucun doute à rechercher dans la présence et la proportion variable d'impuretés dans les gaz et vapeurs utilisés. Ceci ne fait que confirmer l'idée que la pente la plus faible jamais observée ($< 0,2$ o/o) est due

(1) Dans le compteur 4π , pente géométrique et efficacité sont étroitement liées ; un remplissage sous faible pression d'hélium donnerait naissance à une forte pente géométrique due à la valeur inférieure à un de l'efficacité.

encore à des impulsions multiples. Après dix mois d'usage intensif, la pente du compteur est passée (pour $\tau = 10^{-3}$ s.) de 1 o/o à 2,5 o/o.

Rien d'essentiel n'ayant été modifié durant cette période, il ne pou-

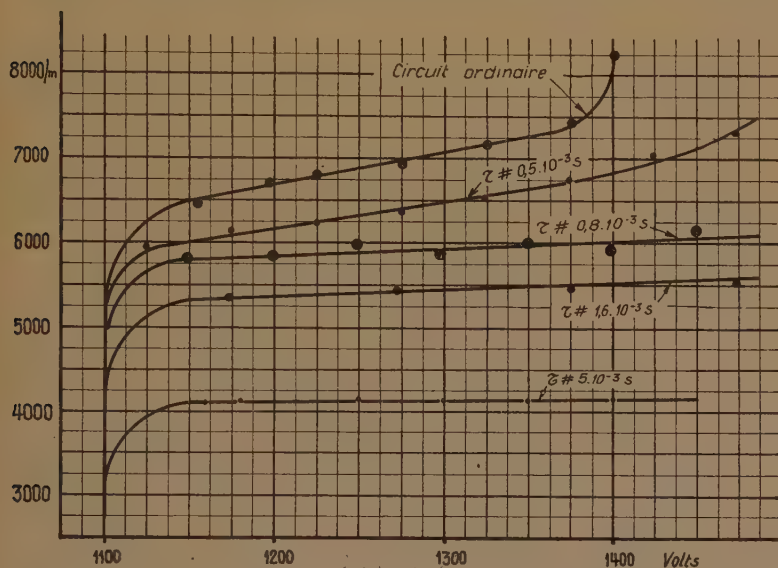


Fig. 13. — La dimension des points indique la précision des mesures.

vait s'agir que d'une modification de l'état de surface de la cathode. Après un réalésage des cylindres les conditions de fonctionnement sont redevenues normales.

IV. — ÉTUDE DU COMPTEUR 4π FONCTIONNANT EN DESSOUS DU SEUIL. — Il nous a semblé intéressant d'obtenir quelques renseignements sur le fonctionnement du compteur au-dessous du seuil Geiger ⁽¹⁾. Dans cette région, l'amplitude de l'impulsion, beaucoup plus faible qu'en régime Geiger, est insuffisante pour créer des coups multiples. En effet ces derniers, dus aux ions positifs atteignant la cathode, ont une probabilité de production proportionnelle à l'amplitude de l'impulsion ; n'atteignant que quelques pour cent dans la région Geiger, on peut les négliger en dessous.

Par cette étude nous pouvons espérer déterminer les taux de comptage pour plusieurs valeurs de la tension au-dessous du seuil,

⁽¹⁾ Le « seuil Geiger » est la tension à partir de laquelle toutes les impulsions ont la même amplitude ; il est en général différent du « seuil de l'appareillage », tension à partir de laquelle certaines impulsions ont une amplitude suffisante pour être amplifiées ; avec notre appareillage la différence des seuils est de l'ordre de 10 V.

les raccorder à ceux obtenus en dessus et finalement déterminer le comptage vrai du compteur 4π .

L'étude du fonctionnement des compteurs en dessous du seuil Geiger a été entreprise par un grand nombre d'auteurs (16) (19) et de nombreux résultats obtenus, en particulier sur la forme de certains spectres β .

Nous aurons, dans la deuxième partie de ce travail, l'occasion d'y revenir.

Bornons-nous à rappeler qu'il existe, pour des tensions inférieures à celle du seuil Geiger, une région où l'amplitude de l'impulsion est proportionnelle à l'ionisation laissée dans le compteur par l'électron qui lui a donné naissance.

Le facteur de proportionnalité entre la charge recueillie et l'ionisation primaire est une fonction croissante de la tension ; plus précisément ce facteur de multiplication double tous les 80 V. environ pour la majorité des mélanges gazeux utilisés pour le remplissage.

La source étalon est placée dans le compteur rempli du mélange habituel argon-alcool sous une pression totale de 5 cm. Hg. L'alcool (inutile pour le fonctionnement en proportionnel) nous permet de passer facilement en régime Geiger.

Les cylindres de laiton sont réunis à la — H. T. Le compteur repose, par l'intermédiaire de pieds isolants en plexiglass, sur une plaque métallique. Le tout est coiffé d'une grande cloche métallique formant blindage.

Les impulsions, recueillies sur les fils, sont envoyées sur l'ensemble préamplificateur (gain 25), amplificateur proportionnel (gain 10^4) et sélecteur déjà décrit.

Après quelques essais nous avons choisi la bande passante définie par les constantes de temps 10^{-5} - 10^{-5} s. du filtre ; l'amplitude était environ la moitié de l'amplitude maximum (correspondant à la bande la plus large), les effets microphoniques et le bruit de fond insignifiants ; de plus le choix de cette bande nous permet d'utiliser un taux de comptage voisin de 100/s. sans voir apparaître des distorsions.

On recueille à la sortie du sélecteur toutes les impulsions qui, après amplification, ont une amplitude supérieure à 2 V. L'utilisation du réducteur permet de faire varier le gain effectif de 25×10 à $25 \times 10\,000$ (25 étant le gain du préamplificateur).

La figure 14 groupe les résultats obtenus en faisant varier ce gain pour diverses tensions appliquées au compteur. Nous avons appliqué, à la sortie du discriminateur, un temps mort voisin de $5 \cdot 10^{-3}$ s. pendant lequel toute impulsion se présentant à l'entrée du discriminateur est perdue.

Le tracé des courbes correspondant à $V < 900$ V. est assez arbitraire, un seul point ayant été déterminé pour chacune d'elles. De plus ; nous n'avons pas dépassé le gain 125 000 au-dessus duquel le bruit de fond rendait les mesures très difficiles.

L'examen de ces courbes montre que seule la tension de 970 V. nous permet de donner une valeur précise du taux de comptage. L'amplification 125 000 est visiblement insuffisante pour les tensions

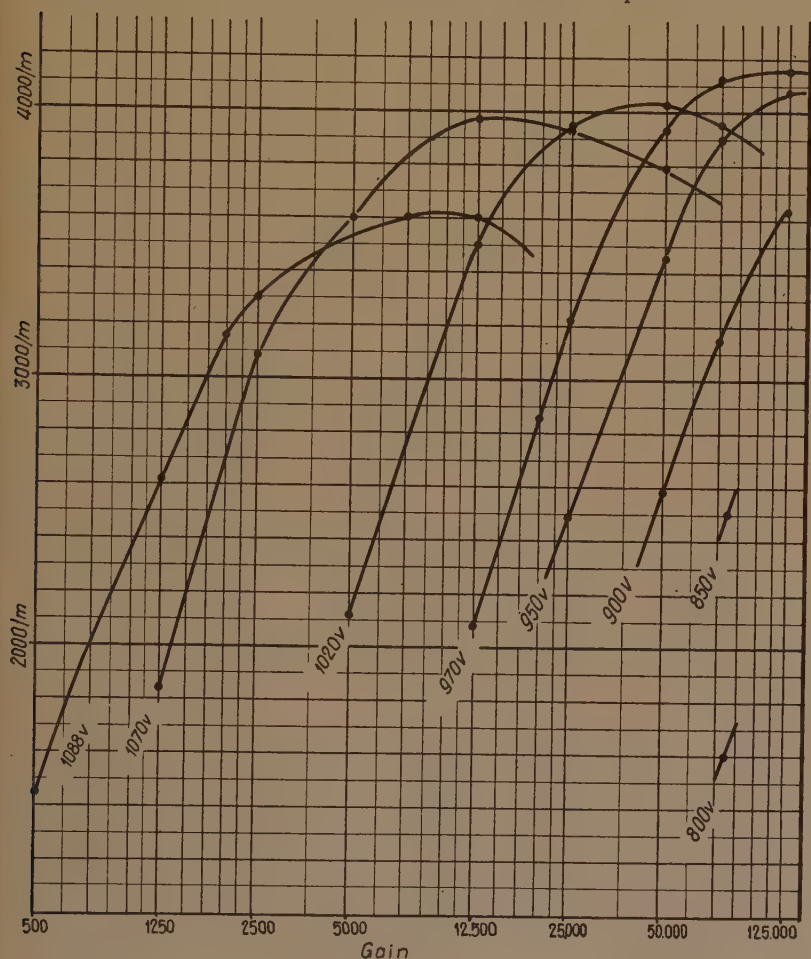


Fig. 14.

inférieures; par contre une saturation se produit pour les tensions supérieures. En particulier on ne compte plus aucune impulsion à 125 V., quel que soit le gain (c'est à cette tension que se situe le seuil Geiger); les impulsions ont alors une amplitude de l'ordre du volt, valeur très supérieure à celle qui, d'après le constructeur, correspond à l'apparition de la saturation.

Par des considérations simples sur lesquelles il est inutile d'in-

sister, les résultats précédents nous permettent d'obtenir la variation du coefficient de multiplication $M(V)$ en fonction de la tension. De 650 à 950 V, $M(V)$ est voisine d'une exponentielle, sa valeur doublant d'un facteur 2 tous les 80 V. environ, ce qui est en bon accord, ainsi que les valeurs absolues, avec les résultats précis déjà publiés pour l'argon (19).

Nous pouvons en conclure que le *fonctionnement de notre compteur est correct dans la région proportionnelle* et que le taux de comptage de $4\,140 \pm 25$ par minute obtenu pour $V=970$ V. est bien celui de la source étalon.

Nous n'avons malheureusement pu déterminer ce taux de comptage pour d'autres valeurs de la tension. Néanmoins, ce seul résultat, obtenu à 150 V. au-dessous du seuil Geiger permet le raccordement attendu avec la zone Geiger.

V. — COMPTAGE VRAI DU COMPTEUR 4π . — Afin de raccorder la mesure obtenue en proportionnel au plateau Geiger il était indispensable de travailler avec le même temps mort (imposé par le sélecteur). Pour ce faire, nous avons envoyé les impulsions du compteur, fonctionnant cette fois en Geiger, sur le sélecteur (1) réglé comme précédemment à 2 V.

(1) Celui-ci n'acceptant que des impulsions positives nous avons utilisé le réducteur d'impédance habituel, les impulsions étant prises sur la plaque (fig. 15) au lieu de l'être sur la cathode.

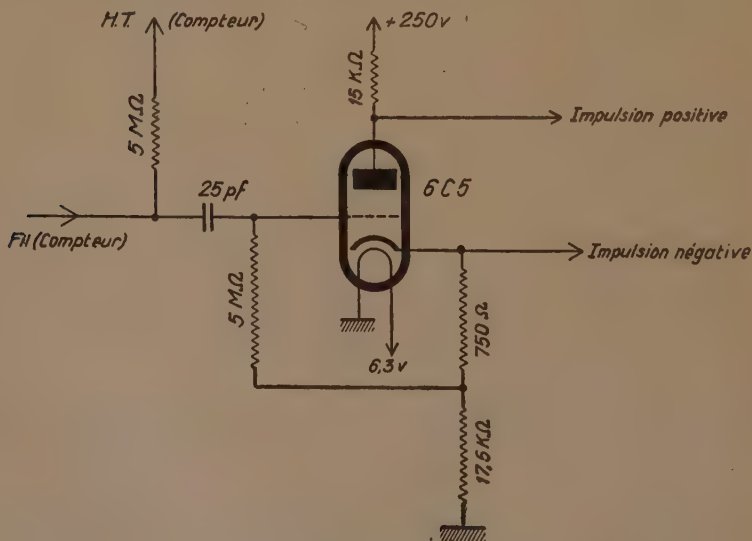


Fig. 15. — Dans le préamplificateur normal la résistance de 15 KΩ n'existe pas.

Le palier Geiger obtenu, ainsi que le point correspondant à la région proportionnelle, sont reportés sur la figure 16. On voit que *sur près de 500 V. le taux de comptage ne varie pas de plus de 1 0/0* et c'est déjà une très bonne approximation du comptage vrai que de prendre le taux de comptage au début du plateau Geiger, l'erreur étant inférieure à 0,6 0/0.

En pratique il n'est pas possible de travailler avec un temps mort aussi élevé, les pertes étant très importantes.

L'utilisation d'un temps mort plus faible augmentant la pente, l'approximation précédente ne serait pas aussi bonne.

En principe, il suffirait de faire une fois pour toutes une mesure très précise de la source étalon avec le temps mort précédent pour

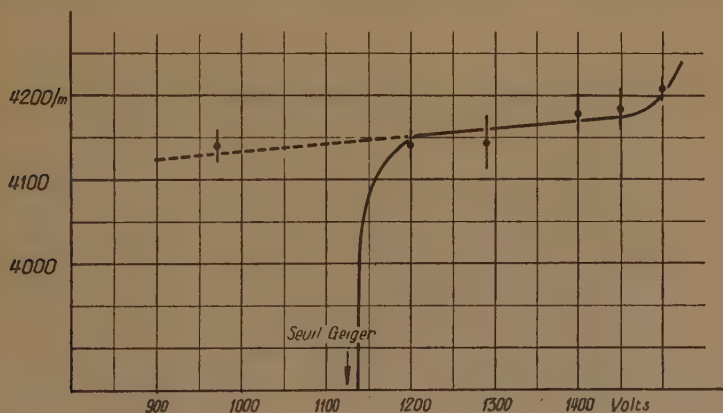


Fig. 16.

obtenir, à 0,5 0/0 près, l'activité absolue de cette source. Cette source ainsi étalonnée nous permettrait de déterminer la tension donnant le comptage vrai pour tout autre temps mort.

Malheureusement ce n'est pas possible : dès que la pente atteint une valeur de l'ordre de 1 0/0 ($\tau \neq 10^{-3}$ s.) elle varie d'un remplissage à l'autre.

Nous devons donc déterminer la tension de comptage vrai à chaque remplissage.

La pente n'étant due qu'aux coups multiples, il nous suffit de déterminer le nombre de ces derniers à une tension correspondant à un point dans le plateau pour avoir le comptage vrai.

On y parvient très facilement si l'on se souvient que la production des coups multiples est proportionnelle à l'amplitude de l'impulsion : on déterminera cette dernière ainsi que le taux de comptage pour deux tensions différentes. Une règle de trois et une soustraction conduisent immédiatement au comptage vrai.

A cet effet les impulsions du compteur, rendues positives comme nous l'avons déjà indiqué, sont envoyées sur le discriminateur.

Pour une tension donnée, les impulsions ont des amplitudes comprises dans une bande très étroite; il suffit d'augmenter la tension de discrimination en surveillant l'échelle recevant les impulsions pour déterminer à mieux que 0,5 V. la valeur pour laquelle le taux de comptage baisse brusquement.

La figure 17 montre comment varie le taux de comptage en fonction de la tension de discrimination pour une tension supérieure de

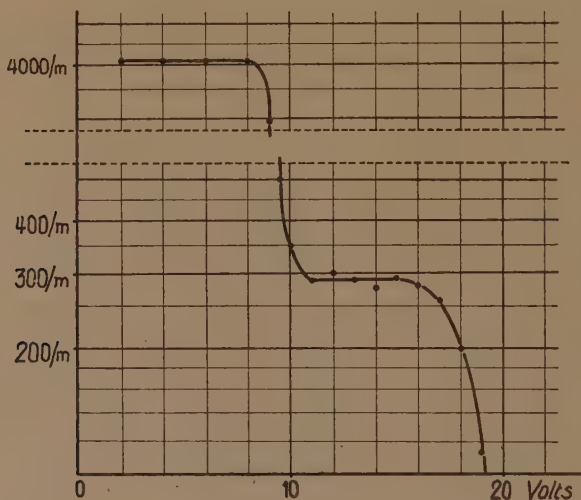


Fig. 17.

150 V. au seuil : en plus des impulsions de 9 V. dues à l'avalanche se produisant le long de l'un des deux fils, on en observe de 18 V. dues à des coïncidences (réflexions, etc.) entre les deux.

Quelques minutes suffisent pour obtenir la courbe donnant l'amplitude en fonction de la tension appliquée (fig. 18a).

Elle présente la caractéristique bien connue d'une cassure à environ 150 V. au-dessus du seuil (13) (15) (20).

Dans les 100 premiers volts du plateau l'amplitude varie linéairement : en extrapolant la droite on voit qu'elle coupe l'axe des tensions à environ 15 à 25 V. *au-dessus du seuil* ⁽¹⁾, résultat valable pour tous les remplissages et pressions utilisés.

⁽¹⁾ Le seuil, tension à partir de laquelle on commence à enregistrer des impulsions, dépend évidemment du circuit d'entrée de l'amplificateur utilisé; nos échelles étant standardisées il est le même pour toutes.

Comme en général cette tension est inférieure à celle du début de plateau, le *taux de comptage vrai* s'obtient en extrapolant les 100 premiers volts du plateau (fig. 18b) jusqu'à la tension définie précédemment.

Dans le cas où la décroissance de l'échantillon à mesurer ne laisse pas le temps de déterminer la pente, on fera les mesures à 80 V. au-dessus du seuil (on est certainement dans le plateau).

La pente étant comprise dans l'intervalle 0,85-1,65 o/o pour le temps mort utilisé habituellement ($\approx 10^{-3}$ s.), il suffira, pour obtenir

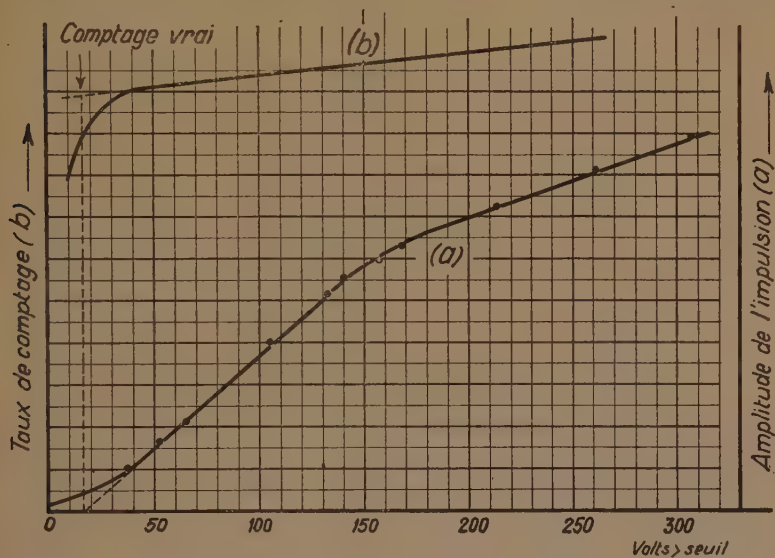


Fig. 18.

le comptage vrai, de diminuer la valeur mesurée de 0,8 o/o et d'ajouter 0,3 o/o à la rubrique des erreurs.

Nous ferons ici plusieurs remarques :

La première c'est qu'il est indispensable d'utiliser un temps mort extérieur franchement plus grand que celui du compteur. Sinon l'extrapolation précédente n'a aucun sens, la pente étant d'origine complexe. Il faut aussi bien insister sur le fait que nous devons utiliser les 100 premiers volts et non le plateau entier ⁽¹⁾.

Enfin il faut noter que la précision maximum sur le comptage vrai

⁽¹⁾ Nous devons dire que nous n'avons jamais pu tracer un palier suffisamment précis pour y observer une cassure. Il aurait fallu pour cela enregistrer plus de 25 millions d'impulsions.

n'est pas limitée par la technique mais par la précision statistique, c'est-à-dire par l'intensité de la source, ceci pour ne pas parler de la patience de l'expérimentateur.

VI. — PERTES. — Avec un compteur fonctionnant normalement, aucune contrainte extérieure ne lui étant imposée et toutes les impulsions qu'il délivre au-dessus d'une certaine amplitude étant enregistrées, les pertes sont de l'ordre de 1 à 2 0/0 pour un taux de comptage de 100/s.

Diverses formules ont été proposées pour le calcul des pertes. Chacune d'elles fait une hypothèse sur le fonctionnement du compteur, en particulier sur la manière dont la tension est restituée à la suite d'une impulsion. Le choix de la formule dépend aussi de l'amplificateur, de son seuil de sensibilité, etc.

Cependant on constate que les pertes, souvent, ne sont pas reproductibles et pratiquement, pour les mesures précises, les expérimentateurs se limitent à des taux de comptage pour lesquels les pertes n'excèdent pas 1 0/0, toutes les formules se réduisant alors à une forme qui traduit le fait que pour des pertes relatives faibles, il y a proportionnalité entre elles et le taux de comptage.

Même dans ces conditions, la précision statistique des résultats est insuffisante pour affirmer qu'il en est bien ainsi, mais l'erreur est alors très faible.

Une cause importante de cette mauvaise définition des pertes est à rechercher dans l'existence des coups multiples. Peu de choses ont été dites à ce sujet.

Il est très difficile de savoir comment le temps mort, ce temps caractérisant la restitution de la tension et qui figure dans toutes les formules de pertes, varie avec la tension.

Des courbes (12) ont été données indiquant, ce qui est plausible, qu'il décroît quand la tension croît. Mais on néglige en général le fait qu'à une tension donnée la proportion de coups multiples dépend du taux de comptage, diminuant quand ce dernier augmente. En effet, la proportion d'impulsions d'amplitude inférieure à la normale croît avec le taux de comptage. L'amplitude moyenne décroissant, il en sera de même de la proportion de coups multiples et la détermination d'un temps mort par décroissance n'a pas de signification simple. Ce n'est qu'une manière d'exprimer le résultat d'une mesure expérimentale de pertes.

De tout ce qui précède il ressort que *les pertes ne seront connues avec précision que si :*

- a) *les coups multiples sont éliminés ;*
- b) *le temps mort est imposé de l'extérieur et donc bien défini.*

Ces deux conditions sont satisfaites par l'emploi du préamplificateur à temps mort.

La figure 5 donne la valeur de la tension appliquée au compteur en fonction du temps à l'époque d'une impulsion.

Nous voyons qu'après production de cette dernière, le compteur est parfaitement insensible pendant une durée de l'ordre de 10^{-3} s. ajustable. Il existe ensuite un temps un peu inférieur à 10^{-5} s. pendant lequel la tension remonte à sa valeur initiale. Pendant ce temps, des impulsions peuvent se produire (10/0 pour 1000/s.) avec une amplitude différente de l'amplitude normale et produire des écarts à la formule des pertes. Mais il ne s'agit plus ici que d'une perturbation de l'ordre de 10^{-3} pour 1000/s., c'est-à-dire parfaitement négligeable dans les conditions expérimentales habituelles.

Si donc nous négligeons ce temps de retour, la formule des pertes s'écrit (21) :

$$\frac{N_{\text{vrai}}}{N_{\text{compté}}} = 1 + N_{\text{vrai}} \tau \quad (1)$$

τ étant la durée du signal rectangulaire imposé par le circuit et dont nous disposons ⁽¹⁾.

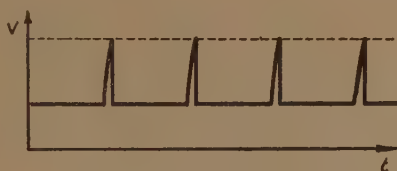


Fig. 19.

Pour N_v petit on retrouve la proportionnalité entre pertes et τ , générale à toutes les formules lorsque les pertes sont faibles.

Pour $N_v \rightarrow \infty$ la formule devient $N_c = 1/\tau$, le taux de comptage étant alors indépendant du comptage vrai et égal à la fréquence de relaxation de l'univibrateur du circuit. Physiquement cela revient à dire que, dès que la tension est restituée (fig. 19), une nouvelle impulsion se produit.

VII. — DÉTERMINATION PRÉCISE DU TEMPS MORT. — Nous utilisons une source de ^{128}I , de période $T = 24,99 \pm 0,02$ minutes (22), d'intensité au début de la mesure voisine de $3 \cdot 10^3/\text{s}$. On règle une fois pour toutes la sensibilité d'entrée du préamplificateur à temps mort ainsi que la tension de fonctionnement.

⁽¹⁾ Sous la forme équivalente $N_c/N_v = 1 - N_c\tau$ sa signification physique est immédiate : elle exprime simplement le fait que le détecteur n'est sensible que pendant la fraction $1 - N_c\tau$ de la durée de la mesure.

Le palier obtenu avec cette source, l'activité vraie étant voisine de 1 000/s. et les pertes de 50 o/o, présente une pente voisine de 0,5 o/o et est garant du bon fonctionnement du compteur sous ces conditions.

On effectue des mesures de 4,5 minutes toutes les 5 minutes.

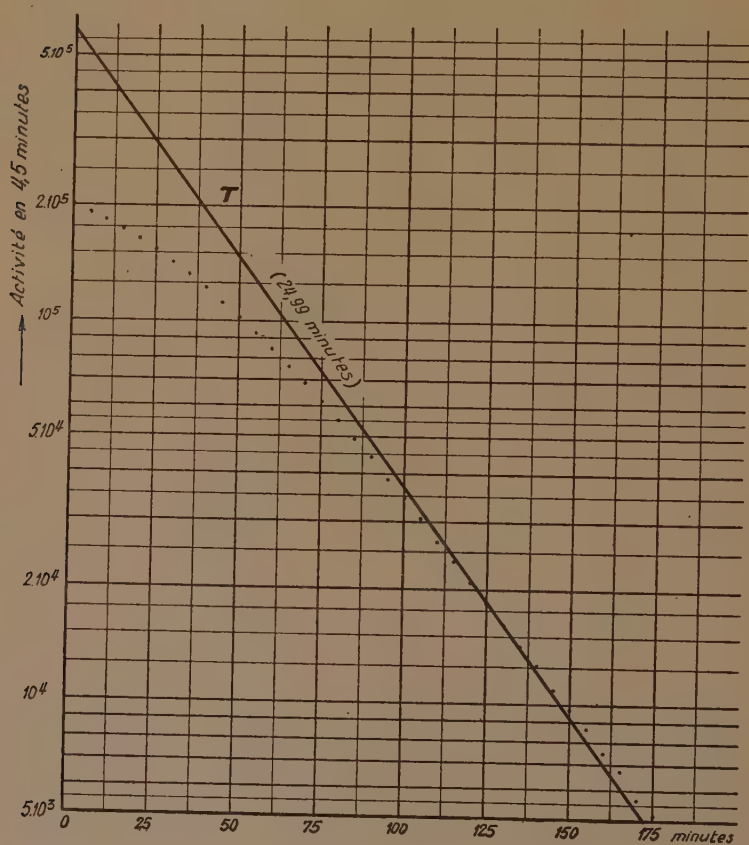


Fig. 20.

Les comptages en fonction du temps sont reportés sur la figure 20. On voit nettement sur la courbe les pertes relatives très importantes (70 o/o) au début de la mesure. On observe ensuite une région où les pertes sont relativement faibles, puis, vers la fin des mesures, le mouvement propre (300 par mesure) intervient de façon importante.

Voyons maintenant comment nous avons vérifié la validité de la formule (1).

Un procédé courant repose sur le tracé de l'exponentielle T de période 24,99 minutes semblant s'adapter le mieux aux résultats expérimentaux dans la région où les pertes sont négligeables. On compare ensuite chaque valeur expérimentale à la valeur correspondante de T (augmentée du mouvement propre) et, appliquant la formule (1), on en tire τ . Si T a été bien choisi la valeur de τ est bien définie; sinon il faut recommencer avec une autre exponentielle. Le procédé est fastidieux; il est de plus assez imprécis.

Nous avons opéré d'une manière un peu différente.

Dans la formule $N_{\text{vrai}}/N_{\text{compté}} = 1 + N_{\text{vrai}} \tau$ (1) :

$$N_{\text{vrai}} = N_1 + M$$

N_1 étant l'activité vraie de l'iode et M le mouvement propre pendant la durée de la mesure.

Nous traçons alors une exponentielle T de période 24,99 minutes se rapprochant le plus possible de l'activité vraie de l'iode N_1 ; $T = aN_1$ et il n'y a aucune difficulté à choisir T telle que $a = 1 \pm 0,2$ par exemple.

On a alors, d'après la formule (1) :

$$\frac{T + aM}{N_{\text{compté}}} = a(1 + M\tau) + T\tau$$

et en posant $a(1 + M\tau) = b = \text{constante}$:

$$\boxed{\frac{T + aM}{N_{\text{compté}}} = b + T\tau} \quad (2)$$

En principe, nous ne pouvons calculer avec précision $T + aM$, a n'étant connu qu'à 20 0/0 près. Mais si nous nous limitons aux mesures pour lesquelles $N_{\text{compté}} \geq 2 \cdot 10^4$ (fluctuations ≥ 200) l'erreur absolue sur aM , égale à $0,2 M = 60$ par mesure, peut être négligée et on peut écrire $T + aM = T + M$.

On calcule alors pour chaque mesure l'expression $\frac{T + M}{N_{\text{compté}}}$; les valeurs obtenues sont portées, en fonction de la valeur de T , sur la figure 21.

Les points obtenus s'alignent bien, conformément à la formule (2), le long d'une droite.

(1) Dans le cas d'une source décroissant avec le temps, cette formule n'est valable que si la durée des mesures est petite devant la période, ce qui est le cas ici.

La pente de cette droite, égale au temps mort τ , a pour valeur $0,885 \cdot 10^{-3}$ s. à 1,5 o/o près.

Son ordonnée à l'origine $b = a(1 + M\tau)$ nous donne immédiatement la valeur de a donc celle de l'activité vraie de l'iode à tout instant.

Vérifiée pour les taux de comptage supérieurs à 100/s., la formule (1) l'est certainement pour les valeurs inférieures.

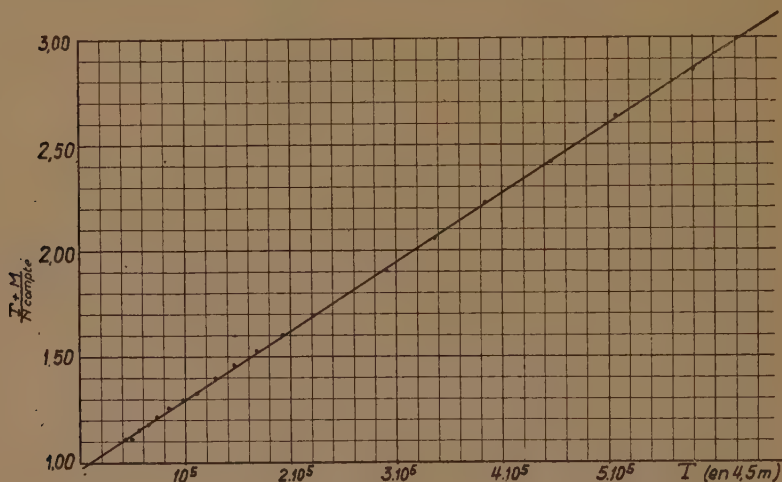


Fig. 21.

Nous pouvons en conclure que l'utilisation d'un préamplificateur à temps mort permet d'utiliser en toute sécurité la formule (1) jusqu'à des taux de comptage pour lesquels les pertes relatives atteignent 70 o/o (1).

Le préamplificateur à temps mort est très fidèle. Nous avons, par une nouvelle décroissance d'iode effectuée 6 mois après la première, obtenu $\tau = 0,895 \cdot 10^{-3}$ s. à 2 o/o près.

VIII. — FIDÉLITÉ DU COMPTEUR. — Cette caractéristique très importante ne pouvait être mise en évidence qu'à la suite des études décrites précédemment sur le comptage vrai, la formule des pertes et la détermination du temps mort.

L'activité absolue de notre source étalon, mouvement propre déduit, a été déterminée à plusieurs reprises entre mars 1949 et juin

(1) Les compteurs ordinaires cessent en général de fonctionner normalement à de tels taux de comptage lorsqu'ils sont utilisés sans préamplificateur à temps mort.

1950 en utilisant diverses pressions, temps morts, diamètres et longueurs de fils.

Les résultats, avec leur précision, sont reportés sur la figure 22.

De l'ensemble de ces mesures, il ressort que *le compteur 4π est très fidèle et qu'il est par lui-même un appareil de mesure absolue, ne demandant aucun étalon de référence.*

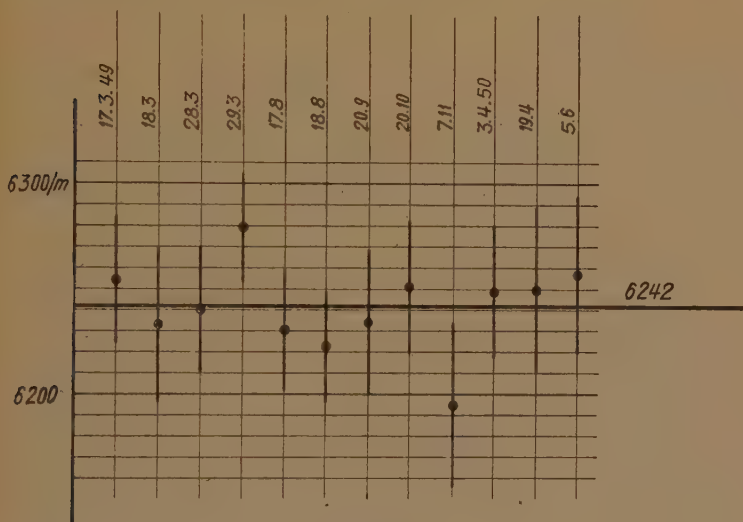


Fig. 22.

L'activité absolue de notre source étalon est de $6\,242 \pm 12$ par minute.

Cette valeur est suffisamment précise pour permettre la mesure d'un temps mort inconnu à environ $0,5 \cdot 10^{-4}$ s. près.

IX. — PRÉCISION DES MESURES. — Rappelons brièvement la signification des termes utilisés pour indiquer les erreurs de mesure lorsque ces erreurs obéissent à la loi de Gauss (23).

Prenons par exemple la numération d'un grand nombre de transitions radioactives se produisant dans une source d'intensité indépendante du temps.

Si n est le nombre le plus probable de ces transitions pendant la durée de la mesure et m le nombre obtenu lors d'une mesure :

a) m a une probabilité égale à 0,843 d'être dans l'intervalle défini par $n \pm \sqrt{2n}$:

$\sqrt{2n}$ est « la précision »

b) m a une probabilité égale à 0,684 d'être dans l'intervalle défini par $n \pm \sqrt{n}$:

$\sqrt{n}$ est « l'erreur quadratique moyenne »

(c'est la « standard deviation » anglo-saxonne) ;

c) m a une probabilité égale à 0,500 d'être dans l'intervalle défini par $n \pm 0,6745\sqrt{n}$:

$0,6745\sqrt{n}$ est « l'erreur médiane »

(c'est la « probable error » anglo-saxonne) ;

d) la valeur moyenne de $|n - m|$, égale à :

$0,798\sqrt{n}$ est « l'erreur probable ».

Plus généralement, on définira « la précision » de la mesure d'une grandeur quelconque dont la valeur exacte est a , comme l'erreur Δa telle que le résultat d'une mesure ait une probabilité égale à 0,843 de tomber dans l'intervalle défini par $a \pm \Delta a$.

On définira de façon analogue les autres erreurs.

La signification de ces erreurs étant définie, le choix de l'une d'entre elles n'est plus qu'affaire de convention et de tradition.

Nous avons, dans ce travail, systématiquement adopté « la précision » et l'avons indifféremment appelée erreur ou précision.

Lorsqu'une valeur déterminée par d'autres auteurs intervient et que le type d'erreur adopté n'est pas connu, nous avons admis qu'il s'agit de la « standard deviation » pour les travaux anglo-saxons et de la « précision » pour les travaux français.

Nous n'avons effectué nos calculs d'erreurs qu'après les avoir toutes ramenées à la « précision ».

La précision des mesures absolues d'activité β à l'aide du compteur 4π est limitée essentiellement par les trois causes suivantes :

a) *Les fluctuations d'origine statistique.* — On peut, en principe, les réduire autant qu'on le veut. En fait ce n'est possible que pour des activités de longue période.

Pour des périodes de l'ordre de l'heure on effectue en général une série de mesures les rapportant toutes à un même temps, ce qui introduit l'erreur due à la période. On peut arriver à une erreur voisine de 1 0/0.

La précision la meilleure est obtenue lorsqu'on mesure une activité de période assez courte pour pouvoir être suivie pendant au moins cinq périodes et dont l'activité initiale est assez faible pour n'introduire qu'environ 3 0/0 de pertes. Dans ces conditions le nombre d'impulsions enregistrées est voisin de 96 0/0 du nombre de noyaux radioactifs présents au début et il n'y a pas d'autre cause de fluctua-

tions que celles portant sur les 4 o/o perdus ; elles sont négligeables.

C'est là un cas très particulier de la formule générale (24) donnant l'erreur statistique, très proche du cas idéal où, toutes les désintégrations étant détectées, il n'y a plus aucune fluctuation.

b) *L'erreur sur la détermination du comptage vrai* (pente, pertes). — Elle est en général de l'ordre de 1 o/o.

c) *La self-absorption dans la source* qui est de l'ordre de 2 o/o

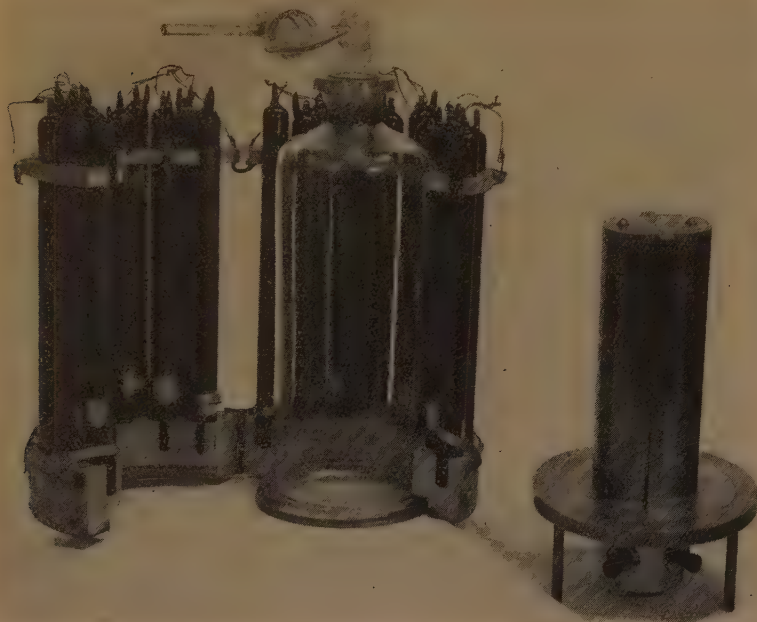


Fig. 23.

par mg./cm^2 pour un spectre β d'énergie maximum voisine du Mev. On peut la déterminer à mieux que 30 o/o près, ce qui introduit sur le résultat final une erreur de 1 o/o pour une source, facilement réalisable, de 2 mg./cm^2 .

La somme quadratique des trois erreurs précédentes est voisine de 2 o/o.

Le mouvement propre, 64/m. sous plomb, s'est révélé gênant pour la mesure de certaines activités faibles. Nous entourons alors le compteur d'une gaine de 26 compteurs en parallèle (fig. 23) dont les impulsions sont envoyées sur un amplificateur à coïncidences en

même temps que celles du compteur 4π . On observe, en mouvement propre, 31 coïncidences par minute, le mouvement propre étant réduit à 33/m., ce qui représente un gain appréciable.

L'utilisation de la gaine introduit une correction du fait des coïncidences $\beta - \gamma$ dues à la source étudiée, entre le compteur 4π et elle. Dans le cas du ^{56}Mn elle est égale à $0,60 \pm 0,05 \cdot 10^{-2}$ et n'introduit pas d'erreur supplémentaire.

On a pu noter à cette occasion que l'activité γ de la gaine due à la source de Mn et le nombre de coïncidences de même origine étaient sensiblement égaux, ce qui est une vérification du fait que la mesure absolue d'activité par coïncidences et par 4π conduit au même résultat. Nous y reviendrons plus loin.

Il est intéressant de noter que le mouvement propre de la gaine double lorsqu'elle entoure la cloche. Cet accroissement est dû aux rayons β et γ du potassium du verre. Ces derniers contribuent certainement aussi au mouvement propre du compteur 4π .

X. — APPLICATIONS DIVERSES DU COMPTEUR 4π . — *Filiations*. — Il peut arriver que l'activité à étudier soit en filiation avec une autre.

Pour un temps mort τ égal à 10^{-3} s., on n'enregistrera qu'une impulsion par filiation si la deuxième période est inférieure à 10^{-4} s.; on en comptera deux si elle est supérieure à 0,1 s.

Si l'on a affaire à une période intermédiaire, il sera toujours possible, par un choix convenable de τ , d'être certainement dans l'un des deux cas précédents.

Par la variation du taux de comptage en fonction de τ , MM. Suzor et Charpak, du Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France, espèrent mettre en évidence et mesurer des états isomères de périodes comprises entre 10^{-4} et 10^{-1} s. Leur source est placée dans un compteur 4π .

Périodes longues. — En dehors de l'application évidente du compteur 4π à la mesure de la constante radioactive d'activités ayant des périodes $\gg 10^6$ ans, sa parfaite reproductibilité permet aussi de l'utiliser à la détermination de périodes de l'ordre de l'année ou de quelques dizaines d'années, par mesure directe de la décroissance de l'activité. La source peut être mise, par exemple, une fois par an dans le compteur sans qu'aucun étalon soit nécessaire.

XI. — VARIANTES DU COMPTEUR 4π . — Les résultats encourageants enregistrés avec notre compteur 4π ont incité M. Ballini du Service de Physique Nucléaire du C. E. A. à construire un compteur 4π de forme cylindrique, la source étant placée dans un plan diamétral. Comme dans notre cas, le compteur est sous une cloche de verre (fig. 24).

Utilisant notre matériel et notre source étalon, il obtenait le plateau reporté sur la figure 25.

Le palier obtenu avec notre compteur, le même temps mort et la même source (courbe en pointillé) montre que les deux compteurs sont absolument équivalents du point de vue des mesures absolues.

M. Ballini avait construit son compteur dans l'intention d'étudier les coïncidences différées dues à des particules quittant les deux faces d'une source. Mais l'appareil se révéla inopérant pour ce genre d'expérience. Une étude précise à l'aide d'un sélecteur de coïncidences différées ⁽¹⁾ a en effet montré qu'entre la traversée du compteur par un électron et l'impulsion correspondante, il s'écoule souvent plusieurs microsecondes. Ces retards sont sans doute dus au faible champ qui règne dans les régions hachurées (fig. 24).

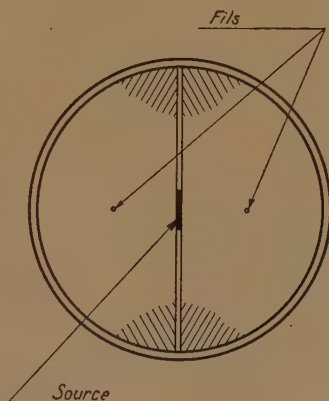


Fig. 24.

A la même époque, Haxel et Houttermans ⁽²⁾ (25) faisaient mention d'un compteur 4π du type précédent et sur lequel très peu de

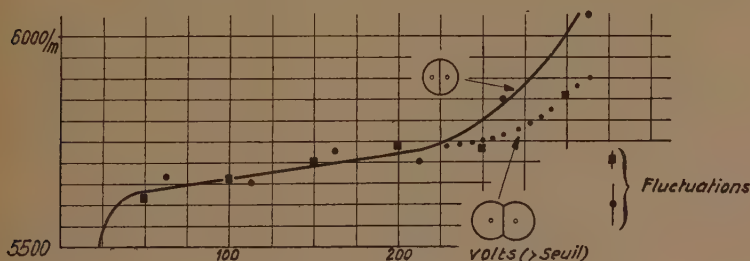


Fig. 25.

détails étaient donnés. Ces auteurs ont utilisé leur compteur pour des mesures de coïncidences instantanées; le pouvoir de résolution ($5 \cdot 10^{-5}$ s.) utilisé éliminait la difficulté précédente.

Récemment, MM. Suzor et Charpak du Laboratoire de Chimie

⁽¹⁾ Une étude de cet appareil doit paraître prochainement.

⁽²⁾ Nous remercions M. Putmann qui nous a indiqué l'existence de cet article.

Nucléaire du Collège de France ont construit un compteur 4π pour des mesures dans lesquelles les retards précédents ne sont pas gênants. Ils ont adopté le modèle de M. Ballini et obtiennent des résultats très satisfaisants ⁽¹⁾.

Il faut aussi faire mention d'un compteur 4π de forme très voisine du nôtre décrit récemment (19).

Il n'est utilisé que pour des mesures absolues d'intensité de sources de rayons α et fonctionne en chambre d'ionisation.

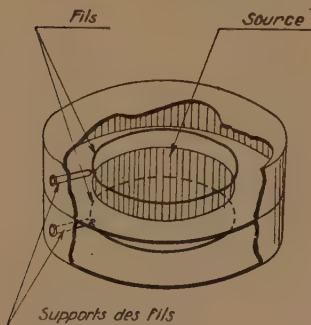


Fig. 26.

Signalons ensuite un compteur 4π rempli à la pression atmosphérique et fonctionnant en compteur proportionnel pour la mesure de sources β (1) (4) (26). On arrive ainsi à des plateaux dépassant 300 V. et pouvant atteindre 1 500 V. de long, présentant une pente de 0,5 à 1 0/0 pour 100 V. ce qui rend les mesures absolues aléatoires. Mais aucun détail n'est donné et aucune publication détaillée sur ce travail n'a vu encore le jour.

Enfin un compteur 4π , de conception très différente (fig. 26), a été décrit et utilisé pour la mesure absolue du ^{40}K (27). Du début à la fin du plateau (125 V.) mesuré avec un préamplificateur à temps mort, le taux de comptage varie de 4 0/0; cette variation n'est pas interprétée par les auteurs.

La forme du champ dans la partie centrale et le parcours relativement faible des électrons dans le compteur font que son efficacité n'est pas uniforme et que le compteur n'est pas 4π mais environ $0,97 \times 4\pi$.

CHAPITRE IV

COMPARAISONS COINCIDENCES — 4π

Nous avons entrepris de comparer les résultats de mesures absolues effectuées à l'aide du compteur 4π et de la méthode des coïncidences.

Nous avons pour cela choisi deux activités se prêtant bien à la mesure par coïncidences : ^{24}Na et ^{56}Mn dont les spectres sont très

(1) Leur dispositif est conçu de telle sorte qu'entre l'introduction de la source dans le compteur et le début des mesures, il ne s'écoule que deux minutes environ.

bien connus (9) (fig. 27); la deuxième nous intéressait particulièrement pour la suite de ce travail.

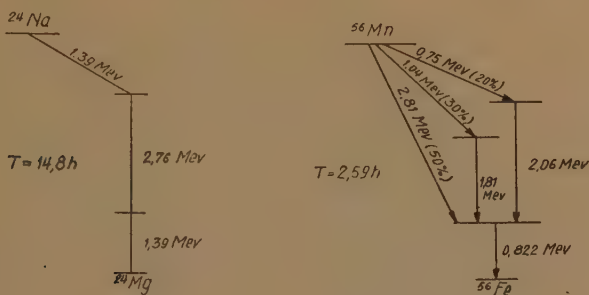


Fig. 27.

I. — ETUDE CRITIQUE DE LA FORMULE $N = (A_{\beta} A_{\gamma} / A_{\beta\gamma})$. — Nous avons vu au chapitre premier que cette formule est applicable sans aucune précaution à la première de ces activités et, à condition d'éliminer réflexion, absorption, etc., à la seconde. De plus il ne doit pas y avoir de corrélation angulaire β - γ .

Cette formule s'appliquant, *trois causes d'erreur subsistent : l'existence de coups multiples, l'efficacité γ du compteur β et les pertes de coïncidences.*

La première est éliminée par l'utilisation d'un temps mort imposé et la troisième, nous le verrons plus loin, par le choix convenable du pouvoir de résolution de l'amplificateur à coïncidences.

Quant à l'efficacité γ du compteur β elle est suffisamment faible (~ 1 o/o) pour pouvoir être simplement calculée sans que cela introduise une erreur importante.

On peut remarquer qu'il est inutile de faire les corrections de pertes dues au temps mort, celles-ci intervenant de la même façon dans les deux termes de la fraction $A_{\beta} A_{\gamma} / A_{\beta\gamma}$ ⁽¹⁾.

Enfin le choix du temps de résolution, dont une limite inférieure est imposée par l'étude des retards (cf. paragraphe III), et celui de l'activité initiale sont liés.

En effet pour un spectre du type ^{24}Na on a :

$$A_{\beta} = \bar{p}_{\beta} N \quad A_{\gamma} = p_{\gamma} N \quad \text{et} \quad A_{\beta\gamma} = \bar{p}_{\beta} p_{\gamma} N$$

et :

$$A_f = 2 A_{\beta} A_{\gamma} \tau = 2 \bar{p}_{\beta} p_{\gamma} N^2 \tau$$

(1) Sous réserve d'indépendance des pertes β et γ , ce qui est réalisé en pratique parce que p_{γ} est petit.

A_f représentant les coïncidences fortuites et $\bar{p}_\beta$ l'efficacité moyenne du compteur β .

On a donc :

$$\frac{A_f}{A_{\beta\gamma}} = 2N\tau.$$

Ce rapport décroît avec la même période que l'activité mesurée et a sa valeur maximum au début de la mesure.

Pour ne pas introduire une grande erreur il est bon de se limiter à $A_f/A_{\beta\gamma} \leq 4 \cdot 10^{-2}$ au début de la mesure, c'est-à-dire qu'il faut $N(0)\tau \leq 2 \cdot 10^{-2}$. Par ailleurs, l'étude des retards nous imposant $\tau \geq 3 \cdot 10^{-6}$ s., la condition devient :

$$N(0) \leq \frac{2 \cdot 10^{-2}}{3 \cdot 10^{-6}} \approx 6\,500/\text{s}.$$

Cette limite une fois fixée nous impose à son tour l'angle solide β le plus grand possible qui n'introduise pas de pertes de comptage prohibitives.

Pour le compteur β utilisé dans nos mesures de coïncidences, le temps mort imposé est voisin de $6 \cdot 10^{-4}$ s. Un taux de comptage de 250/s. introduisant 15 o/o de perte, nous ne l'avons pas dépassé. L'angle solide β adopté est ainsi égal à $250/6\,500 \approx 3$ o/o de 4π .

Quant à A_γ , on le rend maximum en prenant le plus grand angle solide possible et un radiateur de Z élevé, par exemple du platine. Dans ces conditions on parvient à une valeur de A_γ de l'ordre de 50/s. pour $N(0) = 6\,500/\text{s}$.

Nous n'avons pas parlé de l'erreur introduite par le mouvement propre du fait qu'il est affecté par les pertes. Elle a toujours été négligeable dans nos expériences.

II. — DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Pour réduire au minimum l'absorption des rayons β , nous avons placé l'ensemble des compteurs et de la source sous cloche.

En fait nous avons utilisé la platine et la cloche servant au compteur 4π . Nous y avons laissé l'une des moitiés du compteur 4π , utilisée comme compteur γ .

Afin de réduire les réflexions des rayons β , la source était posée sur une plaque de $25 \times 25 \times 3$ mm³ en plexiglass. Cette dernière était fixée contre une feuille de $25 \times 25 \times 0,5$ mm³ en platine, jouant à la fois le rôle de radiateur pour les rayons γ et de cathode pour le compteur (fig. 28a).

Le compteur β était un compteur à fenêtre latérale de 1×3 cm², posé sur un trépied en plexiglass et placé à une distance de la source

telle que l'angle solide sous lequel la source voyait la fenêtre était voisin de 3 o/o de 4π , valeur déterminée précédemment (fig. 28*b*).



Fig. 28 (*a* et *b*).

Le deuxième passage verre-kovar de la platine permettait d'alimenter ce compteur.

Ce compteur n'a jamais fonctionné correctement sans fenêtre; mais une feuille d'aluminium de $0,5 \text{ mg./cm}^2$ donnait un fonctionnement correct (palier de 125 V., pente de 3 o/o avec un préamplificateur à temps mort de $0,6 \cdot 10^{-3} \text{ s.}$, correction de comptage vrai 1,3 o/o).

Avec la pression utilisée dans la cloche, les β avaient à traverser au total $1,04 \text{ mg./cm}^2$ de matière (gaz + fenêtre).

Les sources utilisées avaient une masse superficielle de 1 mg./cm^2 au plus. La correction d'absorption des bêta, correspondant à un parcours dans la matière inférieur à $1,5 \text{ mg./cm}^2$, était donc très faible et n'introduisait pratiquement pas d'erreur. Par contre, la réflexion sur le support (plexiglass) de la source (5), sans inconvénient pour les mesures du ^{24}Na , a pu perturber un peu celle du ^{56}Mn .

Avant d'indiquer nos résultats il nous faut donner les raisons qui nous ont fait adopter un temps de résolution de $3,07 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

III. — RETARDS DANS LES COMPTEURS. CHOIX DU TEMPS DE RÉOLUTION.

— Au cours d'une étude antérieure (29) nous avons montré que l'utilisation d'un temps de résolution très faible pouvait fausser considérablement les mesures faites en coïncidences.

Rappelons simplement que si le temps s'écoulant entre la traversée de l'un des compteurs par une particule ionisante et le moment où l'impulsion est reçue par l'amplificateur (1) est supérieur au temps de résolution, l'impulsion de coïncidence sera perdue.

Une étude de notre dispositif effectuée selon la méthode indiquée dans le travail cité nous a montré que pour les tensions choisies pour chacun des deux compteurs moins de 0,5 o/o des coïncidences était perdu en adoptant $3,07 \cdot 10^{-6} \text{ s}$. comme temps de résolution.

Il est bon d'insister de nouveau sur les erreurs que peut entraîner la méconnaissance des pertes de coïncidences, non seulement dans les mesures absolues d'activité mais aussi dans les études quantitatives des spectres β ou encore dans les mesures d'efficacité des compteurs γ .

IV. — RÉSULTATS DES EXPÉRIENCES DE COMPARAISON COÏNCIDENCES — 4π .

— 1° ^{56}Mn : la source est un dépôt électrolytique de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ de $\text{Mn} + \text{MnO}_2$ de 1 mg./cm^2 , sur aluminium de 5 mg./cm^2 . Une irradiation à la pile de Châtillon a donné une activité initiale voisine de 7 000/s.

a) *La mesure en coïncidences* a duré 5 heures. Sur la figure 29 sont reportés les résultats de mesures de 14 minutes toutes les 15 minutes. Bien qu'il soit inutile d'effectuer les corrections de pertes nous avons, pour A_β , A_γ et $A_{\beta\gamma}$ indiqué la décroissance vraie. On voit qu'aucune perte ne se manifeste dans le rapport $N = A_\beta A_\gamma / A_{\beta\gamma}$.

(1) Ce temps est en général appelé temps de latence. Il est surtout dû à la période pendant laquelle les électrons se dirigeant vers le fil sont dans une région où le champ est faible ; ce temps dépend de la tension appliquée au compteur et de la région du compteur traversée par la particule ionisante (28) (30).

calculé à partir des valeurs expérimentales des trois quantités précédentes, la troisième étant seulement corrigée des coïncidences for-

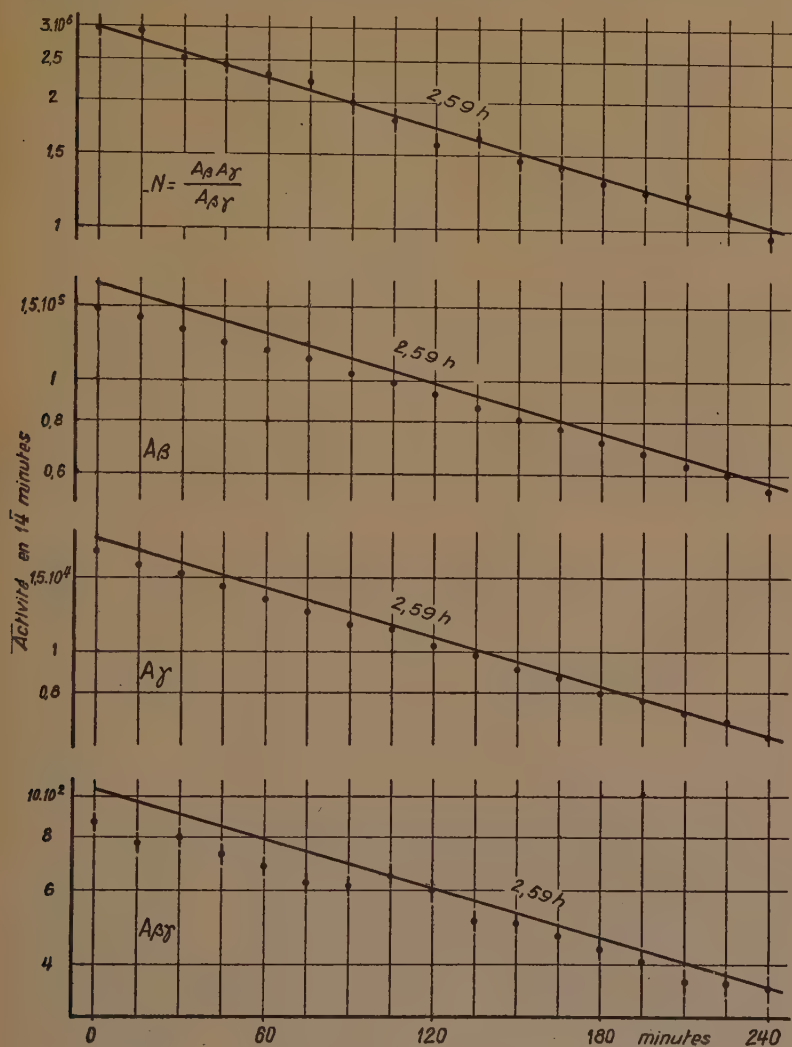


Fig. 29.

tuites. Nous déterminons ainsi, après les corrections d'usage (efficacité γ du compteur β , self-absorption, etc.) la valeur $N_{\text{coïnc.}}$ de l'activité vraie du manganèse à la fin de la mesure en coïncidences.

b) Nous démontons ensuite le dispositif et remontons le compteur 4π avec la même source. Nous attendons quelques heures que l'activité ait suffisamment décru puis nous effectuons les mesures avec la même périodicité pendant une dizaine d'heures. En fait, nous avons dû continuer les mesures pendant plusieurs jours pour suivre une activité parasite de 14,8 h. due au ^{24}Na formé par la réaction (n, α) sur l'aluminium support du manganèse et produite par les neutrons rapides. Cette activité qui ne représente que 10^{-3} de l'activité totale au moment de la mesure en coïncidences, atteint 2 o/o au début de la mesure en 4π .

Cette activité déduite, nous effectuons les corrections de pertes dues au temps mort, de self-absorption, de comptage vrai.

La correction d'absorption et de self-absorption est tirée d'une courbe d'absorption faite en utilisant la même source, quelques jours plus tard. On l'irradie aux neutrons lents et la place dans son cadre. On effectue alors, après remplissage du compteur, une mesure de

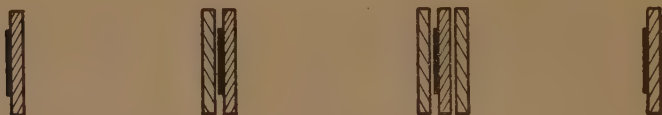


Fig. 30.

Mesure 1
Source nue
(Mn + support Al)

Mesure 2
S + 1 écran Al
(7,76 mg./cm²)

Mesure 3
S + 2 écrans Al
(2.7,76 mg./cm²)

Mesure 4
Source nue

30 m. On ouvre ensuite le compteur et applique sur le manganèse une feuille d'aluminium de 7,76 mg./cm². Une nouvelle mesure est effectuée. On recommence en rajoutant sur l'autre face de la source 7,76 mg./cm² d'aluminium et l'on termine par une mesure avec la source de nouveau nue (fig. 30).

Après correction de la décroissance on obtient, en prenant la moyenne de la 1^{re} et de la 4^e mesure comme unité, les résultats reportés sur le tableau ci-après :

Masse superficielle de l'écran d'Al	Source	S + 7,76 mg./cm ²	S + 15,52 mg./cm ²
Activité	1,000	0,969 ± 0,015	0,942 ± 0,015

c'est-à-dire que 1 mg./cm² placé d'un côté de la source absorbe $0,37 \pm 0,10$ o/o de l'activité totale.

Connaissant la masse superficielle de l'aluminium (~ 5 mg./cm²) support du Mn et celle de ce dernier (~ 1 mg./cm²) on arrive à une

correction d'absorption de 2,2 o/o, l'erreur sur le résultat final n'excédant pas 0,6 o/o.

Nous pouvons alors déterminer l'activité vraie du manganèse au début de la mesure en 4π , et de là, remonter à $N_{4\pi}$, sa valeur à la fin de la mesure en coïncidences. Cette extrapolation (plus de trois périodes) introduit une erreur de 2 o/o due à l'incertitude sur la valeur de la période (31) (32).

On arrive finalement à :

$$\frac{N_{4\pi}}{N_{\text{coïnc.}}} = 0,98 \pm 0,04.$$

Il faut remarquer que l'erreur est en réalité un peu plus grande du fait que la source n'est pas très petite devant les dimensions du compteur, et de plus, qu'il y a une réflexion de quelques pour cent sur le plexiglass support de la source. Dans ces conditions la formule $N = A_{\beta} A_{\gamma} / A_{\beta\gamma}$ n'est plus rigoureuse.

Bien que nous ne puissions évaluer facilement ces corrections, il est certain qu'elles sont faibles, quelques pour cent au plus.

2° ^{24}Na : la source est une goutte de ClNa (préparée à partir de NaOH irradié à la pile) déposée sur une feuille d'aluminium (1 mg./cm²) et recouverte, après évaporation, d'une feuille identique.

Les expériences sont conduites comme pour le ^{56}Mn et indiquent que :

$$\frac{N_{4\pi}}{N_{\text{coïnc.}}} = 1,01 \pm 0,03 \text{ (}^1\text{)}.$$

Cette fois le résultat n'est entaché d'aucune erreur supplémentaire, le spectre de ^{24}Na permettant, comme nous l'avons vu, de ne faire intervenir aucune correction d'absorption, réflexion, etc., pour les mesures en coïncidences.

Ces mesures montrent clairement que la méthode des coïncidences ne peut conduire à des résultats précis que pour les activités dont le schéma est certainement du type ^{24}Na .

Si, pour toute autre radioactivité, une divergence apparaît lors d'une comparaison coïncidences- 4π , son origine est à rechercher dans une complication inconnue du schéma ayant faussé la mesure en coïncidences.

Il y aurait le plus grand intérêt, pour l'étude des schémas, à construire un dispositif de coïncidences β - γ utilisant un compteur β du type 4π et permettant l'interposition d'écrans absorbants.

(¹) La valeur $15,06 \pm 0,04$ h. (33) de la période de ^{24}Na publiée récemment a été adoptée.

CONCLUSIONS

De cette étude il ressort que le compteur 4π permet d'obtenir avec une précision de l'ordre de 2 0/0 l'activité absolue de toute source radioactive bêta, susceptible d'être mise sous forme de feuille mince et de période supérieure à quelques minutes.

Le matériel à utiliser est des plus modestes. Du point de vue mécanique la construction d'un compteur 4π ne présente aucune difficulté particulière. Du point de vue électronique il suffit d'une échelle, d'une haute tension pour laquelle une très grande stabilité n'est pas indispensable (vu la faible valeur de la pente du palier du compteur) et d'un préamplificateur à temps mort de réalisation aisée.

Les précautions à prendre sont réduites au minimum. Il suffit, de temps à autre, de contrôler, par la mesure précise de la pente du palier, que les conditions de fonctionnement n'ont pas évolué.

DEUXIÈME PARTIE

APPLICATIONS A LA MESURE DES DENSITÉS NEUTRONIQUES

Cette deuxième partie est consacrée aux applications de la *méthode du compteur 4π à des mesures neutroniques* (valeurs absolues de densités de neutrons, etc.).

Elle fait l'objet d'un rapport détaillé publié par ailleurs ⁽¹⁾.

Nous nous bornerons ici à en faire une brève analyse.

Après un examen des méthodes générales de *mesures absolues de densités neutroniques*, nous précisons les conditions précises d'utilisation de la *méthode d'activation* adoptée dans ce travail; nous indiquons ensuite les raisons qui nous ont fait adopter le *manganèse* comme élément détecteur.

A ce sujet nous décrivons quelques expériences relatives à l'étude de certaines propriétés de cet élément :

a) Recherche d'une éventuelle capture K par ^{56}Mn à l'aide d'un compteur proportionnel destiné à identifier les rayons X caractéristiques associés à ce processus (capture K/émission $\beta^- < 0,005$).

(1) Rapport du Commissariat à l'Energie Atomique (à paraître).

b) Mesure du *rapport des sections efficaces d'activation de l'or et du manganèse par neutrons thermiques*.

c) Mesure de l'importance de l'effet de la capture résonante des neutrons par ^{55}Mn (dans les milieux tels que l'eau ou le graphite).

Ces expériences nous ont permis de préciser la valeur de la section efficace d'activation de ^{55}Mn par des neutrons d'énergie 0,025 ev. (valeur adoptée : 13,2 barns).

Nous décrivons ensuite une technique de réalisation de détecteurs très « minces » dont l'emploi nous a permis d'éliminer les corrections habituelles dues à la perturbation de la densité neutronique à mesurer par l'introduction du détecteur.

Ces études nous ont permis de mesurer en valeur absolue une densité neutronique étalon, physiquement bien définie (précision 3 o/o).

Cette deuxième partie se termine par la description des mesures que l'établissement de cette densité nous a permis d'effectuer :

1. La mesure du nombre de neutrons émis par seconde par une source de 620 mg Ra- α -Be (nous avons pour cela utilisé un dispositif d'intégration automatique des densités neutroniques créées dans une grande cuve d'eau par la source précédente).

2. La mesure de densités et de flux neutroniques en diverses régions de la pile à eau lourde et oxyde d'uranium de Châtillon (Commissariat à l'Energie Atomique); à cette occasion nous avons mis au point une méthode permettant la comparaison des formes des spectres énergétiques des neutrons épicaudmiques en diverses régions de la pile).

3. La comparaison des densités étalons de divers laboratoires étrangers (en Grande-Bretagne, Suisse et Italie) à la nôtre.

CONCLUSIONS

I. — L'utilisation d'un compteur Geiger vu sous un angle solide égal à 4π de la source radioactive bêta (plus ou moins) permet d'en obtenir l'intensité absolue avec une précision voisine de 2 o/o.

La méthode est indépendante du spectre du radioélément mesuré.

Sa mise en œuvre ne demande qu'un matériel des plus modestes.

Le compteur 4π est très fidèle et ne nécessite pas l'emploi d'un étalon radioactif de référence. L'incertitude (sur la valeur de l'intensité absolue) due à l'existence d'une pente non nulle du plateau du compteur 4π a été éliminée.

Des expériences de contrôle ont montré que son utilisation et celle de la méthode des coïncidences conduisent aux mêmes résultats dans

les cas particuliers où cette dernière est applicable sans corrections importantes.

A ce sujet on a étudié les causes d'erreurs systématiques (dues à l'existence des temps de latence dans les compteurs) qui s'introduisent lors des mesures en coïncidences.

II. — L'utilisation du compteur 4π a permis la mesure de densités et d'intensités neutroniques par la méthode d'activation.

Le manganèse a été choisi comme élément activable, certaines de ses propriétés radioactives précisées et sa section efficace d'activation par neutrons thermiques déterminée à 3,5 o/o près.

Les densités neutroniques créées dans l'eau par une source Ra — α — Be ont été mesurées en valeurs absolues, la précision étant de 3 o/o (la section efficace du manganèse étant supposée connue sans erreur).

Un étalon de densité neutronique a été défini.

L'émission de la source précédente (621 mg. Ra + 3 g. Be) a été trouvée égale à $5,1 \cdot 10^6$ neutrons par seconde. On a utilisé pour cela un dispositif d'intégration automatique des densités neutroniques créées par la source immergée dans l'eau.

Quelques mesures de densités ont été effectuées dans la pile de Châtillon. A cette occasion une méthode permettant la comparaison en diverses régions de la forme du spectre énergétique des neutrons épicaudmiques a été mise au point.

BIBLIOGRAPHIE

1. Conference on absolute beta counting. Preliminary report n° 8, *Nuclear Science Series* (U. S. A.), 1950.
2. C. V. CANNON, G. H. JENKS. — *Rev. Sci. Instrum.*, 1950, **21**, 236.
O. E. MYERS. — *Nucleonics*, nov. 1949, 37.
3. L. H. GRAY. — *Brit. J. Radiol.*, 1949, **22**, 677.
On trouvera dans cet article la bibliographie des mesures par ionisation.
4. T. B. NOVEY. — *Rev. Sci. Instrum.*, 1950, **21**, 280.
5. B. P. BURTT. — *Nucleonics*, Aug. 1949, 28.
J. L. PUTMAN. — *Brit. J. Radiol.*, 1950, **23**, 46.
L. R. ZUMWALT. — Rapport U. S. A., MDDC, 1947, 1346.
6. E. BRODA, W. E. GRUMMIT, J. GUERON, L. KOWARSKI, G. WILKINSON. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **60 A**, 460.
7. W. E. GRUMMIT, J. GUERON, G. WILKINSON. — Rapport anglais, 1944. MC, 46.
A. H. W. ATEN. — *Nucleonics*, janv. 1950, 68.
8. J. V. DUNWORTH. — *Rev. Sci. Instrum.*, 1940, **11**, 167.
J. ROTBLAT. — Rapport anglais, BR 227, 1943.

- M. L. WIEDENBECK. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 974.
 G. A. RENARD. — *Thèse Paris*, 1949.
 A. C. G. MITCHELL. — *Rev. Mod. Phys.*, 1948, **20**, 296.
 9. A. C. G. MITCHELL. — *Rev. Mod. Phys.*, 1950, **22**, 36.
 10. J. AILLOUD. — Rapport C. E. A., n° 1, 1948.
 A. CHARBONNEL. — Rapport C. E. A., n° 6, 1949.
 J. LABEYRIE. — *Onde Electrique*, 1950, **227**, 157.
 R. CAILLAT, C. LALLEMAND, G. VALLADAS. — *J. Phys. Rad.*, 1951, **12**, 74.
 11. J. L. PUTMAN. — *Proc. Phys. Soc. Lond.*, 1948, A **61**, 312.
 12. H. DEN HARTOG. — *Nucleonics*, sept. 1949, 33.
 13. H. FRIEDMAN. — *Proc. I. R. E.*, 1949, **37**, 791.
 14. L. COSTRELL. — *J. Res. Nat. Bur. Stand. Wash.*, 1949, **42**, 241.
 15. M. CHAUDHRI, A. G. FENTON. — *Proc. Phys. Soc. Lond.*, 1948, **60**, 183.
 A. G. FENTON, E. W. FULLER. — *Proc. Phys. Soc. Lond.*, 1949, **62**, 32.
 16. D. H. WILKINSON. — *Ionization chambers and counters* (Camb. Univ. Press), 1950.
 17. E. H. COOKE-YARBOROUGH, C. D. FLORIDA, C. N. DAVEY. — *J. Sci. Instrum.*, 1949, **26**, 124.
 18. R. COHEN. — *C. R.*, 1949, **229**, 356.
 19. B. ROSSI, H. H. STAUB. — Ionization chambers and counters : experimental techniques. *National Nuclear Energy Series*. Division V, 1949, **2** (Mc Graw-Hill, ed.).
 20. D. H. WILKINSON. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1417.
 21. A. RUARK, F. E. BRAMMER. — *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 322.
 22. D. E. HULL, H. SKELIG. — *Phys. Rev.*, 1941, **60**, 553.
 23. E. BOREL, R. DELTHEIL. — *Probabilités, Erreurs* (A. Colin, éd.).
 24. A. RUARK, L. DEVOL. — *Phys. Rev.*, 1936, **49**, 355.
 25. O. HAXEL, F. G. HOUTERMANS. — *Zeits. f. Phys.*, 1948, **124**, 705.
 26. C. J. BORKOWSKI. — *Elect. Engin.*, 1950, **69**, 1, 70.
 27. G. A. SAWYER, M. L. WIEDENBECK. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 490.
 28. B. ROSSI, N. NERESSON. — *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 417.
 P. T. BITENCOURT, M. GOLDBABER. — *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 780.
 H. DEN HARTOG, F. A. MULLER, C. S. W. VAN ROODEN. — *Physica*, 1949, **15**, 581.
 29. R. COHEN. — *J. Phys. Rad.*, 1948, **9**, 256.
 30. C. W. SHERWIN. — *Rev. Sci. Instrum.*, 1948, **19**, 111.
 31. J. J. LIVINGOOD, G. T. SEABORG. — *Phys. Rev.*, 1938, **54**, 391.
 32. G. R. BISHOP, R. WILSON, H. HALBAN. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 417.
 33. J. H. SREB. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 469.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.	I
 PREMIÈRE PARTIE. — Mesure absolue d'intensités de sources bêta.	
CHAPITRE PREMIER. — Les méthodes habituelles de mesures absolues d'activités bêta	4
CHAPITRE II. — Etude critique de l'appareillage électronique utilisé dans ce travail	12
CHAPITRE III. — Compteur 4π	19
CHAPITRE IV. — Comparaisons coïncidences — 4π	44
CONCLUSIONS	52
 DEUXIÈME PARTIE. — Applications à la mesure des densités neutroniques.	
CONCLUSIONS.	53
BIBLIOGRAPHIE	54

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La polarisation des neutrons.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 20 janvier 1951.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

A. CHATELET.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH

